



Instationnarités dans les décollements compressibles : cas des couches limites soumises à ondes de choc

Sébastien Piponniau

► To cite this version:

Sébastien Piponniau. Instationnarités dans les décollements compressibles : cas des couches limites soumises à ondes de choc. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2009. Français. NNT : . tel-00403795

HAL Id: tel-00403795

<https://theses.hal.science/tel-00403795>

Submitted on 13 Jul 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE PROVENCE AIX-MARSEILLE I

THÈSE

présentée en vue de l'obtention du titre de

Docteur

de

L'Université de Provence

École Doctorale 353 : Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Mécanique Énergétique

Par

Sébastien PIPONNIAU

Instationnarités dans les décollements compressibles : cas des couches limites soumises à ondes de choc

Thèse soutenue publiquement le 16 janvier 2009 devant le jury
composé de :

M. Neil D. Sandham	Président , Professor, University Of Southampton, Southampton (U.K.)
M. Jean-Paul Bonnet	Rapporteur , Directeur de recherche, LEA-Université de Poitiers, Poitiers
M. Jean-Christophe Robinet	Rapporteur , Maître de Conférence, SIMUNEF(ENSAM), Paris
M. Jean-Paul Dussauge	Directeur de Thèse , Directeur de Recherche au CNRS, IUSTI, Marseille
M. Pierre Dupont	Examineur , Chargé de recherche au CNRS, IUSTI, Marseille
M. Bas van Oudheusden	Examineur , Associate Professor , TU Delft, Delft (NL)
M. Richard Saurel	Examineur , Professeur, Université de Provence, Marseille
M. Luca Boccaletto	Invité , Ingénieur de recherche, ESA - ESTEC, Noordwijk (NL)
Mme. Sandrine Palerm	Invitée , Ingénieur de recherche, CNES, Ivry
M. Philippe Reijasse	Invité , Ingénieur de recherche, ONERA, Meudon

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du groupe supersonique de l'IUSTI. Je tiens à remercier en premier lieu Jean Paul Dussauge qui m'a accepté au sein de cette équipe et qui a dirigé mes travaux de thèse. La confiance qu'il m'a portée, sa disponibilité et ses conseils m'ont été fortement utiles pour mener à bien ces travaux. Je lui suis de même sincèrement reconnaissant de m'avoir permis de participer à de nombreux congrès et projets scientifiques qui m'ont ouvert l'esprit vers d'autres approches scientifiques et m'ont donné l'occasion de travailler avec des experts internationaux renommés dans le domaine des interactions onde de choc / couches limite.

Je remercie l'ensemble des membres du jury de l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux : sandrine Palerm, Luca Boccaletto, Jean-Paul Bonnet, Pierre Dupont, Bas van Oudheusden, Philippe Reijasse, Jean-Christophe Robinet, Neil Sandham et Richard Saurel.

Je tiens à remercier plus particulièrement Jean-Paul Bonnet et Jean-Christophe Robinet. Qu'ils veuillent trouver ici l'expression de mes remerciements pour m'avoir fait l'honneur de porter un jugement sur mon travail en qualité de rapporteurs.

Cette thèse a bénéficié du soutien du CNES. Je remercie Luca Boccaletto et Sandrine Palerm, qui ont suivi ces travaux, pour leurs commentaires judicieux tout au long de ces trois années.

Pierre Dupont et Jean-Francois Debiève m'ont largement encadré, soutenu et supporté au cours de ces trois années, et j'aimerais leur adresser ici mes plus grands remerciements. Leur expérience dans ce domaine et leurs conseils avisés, parfois contradictoires ou complémentaires, m'ont permis d'aborder sereinement ces travaux de recherches.

Je remercie de même Stéphane Mucini, Jean-Paul Ardisonne et Jean-Marie Felio pour leur aide dans la mise en place des expériences, Lionel

L'archevêque, ainsi que les membres du personnel de l'IUSTI pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Je tiens à remercier les personnes — amis, collègues ou rencontres, de Marseille ou d'ailleurs — pour ces années agréables : Guidu, Seb « Luch », Marina, Charmag, Julie, Julien, Gael, Jocelyne, Denis, Damien, Nicolas, Julien et tous ceux de Chalon, Caroline, Brice, Juan, Louis, Irène, Lionel, Sidonie, les 15 cms de neige à Marseille, Patrick, Romain, Thierry, Jean-Paul, Pascal, Laurent, Thomasz, Stéphanie... Et puis bien sûr Elise, pour un peu tout et pour le reste aussi.

J'aimerais enfin remercier tout particulièrement mes parents qui m'ont toujours aidé et soutenu dans mes choix au cours de mes études, mes grands-parents, Nicolas et Caroline, ainsi que toute ma famille.

Principales notations et abréviations

Notations

a_i	Vitesse du son dans un milieu i
C_f	Coefficient de frottement
d_p	Diamètre de particule
$E(f)$	Spectre de fréquence
$F(\eta)$	Fonction de similitude
f	Fréquence d'oscillation du choc
$g(r, s)$	Fonction correctrice des effets de compressibilité
h	Hauteur de bulbe moyen
k	Nombre d'onde
L	Longueur d'interaction
L_1	Longueur de décollement du bulbe moyen
l	Longueur caractéristique
M	Nombre de Mach
M_b	Masse initiale du bulbe de recirculation
M_c	Nombre de Mach convectif
M_{ej}	Masse de fluide entraînée par la partie basse d'une couche de mélange
P_a	Pression ambiante
P_S	Pression de sortie des gaz de tuyère
R	Nombre de Reynolds relatif (effets d'inertie)
R_δ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite amont
R_{δ_1}	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement compressible
R_{δ_2}	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement compressible
$r = \frac{u_2}{u_1}$	Rapports de vitesses
S	Point de décollement

$s = \frac{\rho_2}{\rho_1}$	Rapports de densités
S_L	Nombre de Strouhal basé sur la longueur d'interaction
S_h	Nombre de Strouhal basé sur la hauteur d'interaction
T	Temps de vidage caractéristique du bulbe de recirculation
U_p	Vitesse des traceurs de l'écoulement
U_τ	Vitesse de frottement
U_f	Vitesse de fluide
U_∞	Vitesse extérieure
$U^+ = \frac{U}{U_\tau}$	Vitesse réduite
U, V, W	Composante moyenne longitudinale, verticale et transversale de la vitesse en un point du repère d'étude
u_1	Vitesse extérieure au bulbe, derrière le choc réfléchi
u_2	Vitesse dans le bulbe de recirculation
u, v, w	Composante longitudinale, verticale et transversale de la vitesse en un point du repère d'étude
X_O	Position moyenne du choc réfléchi à la paroi
y^+	Distance réduite
$\{y_j(x)\}$	Coordonnées de la ligne de jet
X, Y, Z	Coordonnées longitudinale, verticale et transversale
X^*, Y^*, Z^*	Coordonnées longitudinale, verticale et transversale adimensionnées

α	Angle de la couche de mélange avec la paroi
$\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$	Angles de Scheimplflug de réglage des caméras
Γ_1	Premier détecteur de vorticité de Michard
Γ_2	Second détecteur de vorticité de Michard
δ_0	épaisseur de couche limite entrante
δ_1	épaisseur de déplacement compressible
δ_2	épaisseur de quantité de mouvement compressible
$\delta_2(x)$	Frontière de la partie basse de la couche de mélange
δ_ω	Epaisseur de vorticité
δ_1 et δ_2	Limites supérieure et inférieure de la couche de mélange
δ'_ω	Taux de croissance spatiale d'une couche de mélange
η	Variable de similitude
θ	Angle de déviation de l'écoulement
λ	Longueur d'onde
μ	Viscosité dynamique du fluide
ν	viscosité cinématique
ρ	Masse volumique du fluide dans l'écoulement
ρ_w	Masse volumique du fluide à la paroi
ρ_m	Densité moyenne dans le bulbe moyen
ρ_1	Densité du fluide extérieure au bulbe, derrière le choc de réfléchi
ρ_2	Densité du fluide dans le bulbe de recirculation
ρ_p	masse volumique des particules d'encens
σ	écart type d'une quantité fluctuante
τ	Frottement total
τ_w	Frottement pariétal
$\Phi(M_c)$	Taux de croissance spatiale normalisé d'une couche de mélange en fonction du nombre de Mach convectif
χ	Constante de Von Karman

abréviations

AFC	Anémométrie Fil Chaud
DNS	Direct Numerical Simulation
FFS	Free Shock Separation
LDA ou ALD	Laser Doppler Anemometrie ou Anémométrie Laser à effet Doppler
LES	Large Eddy Simulation
PIV	Particle Image Velocimetrie
POD	Proper Orthogonal Decomposition (Décomposition orthogonale aux valeurs propres)
PSD	Power Spectral Density
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations
RSS	Restricted Shock Separation
SVD	Décomposition en valeur singulière
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations
2D	Bidimensionnel
3D	Tridimensionnel

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte scientifique et technologique	1
1.2	L'interaction onde de choc / couche limite	3
1.3	Objectifs	10
2	Moyens expérimentaux	13
2.1	Génération de l'écoulement étudié	13
2.1.1	Soufflerie supersonique	13
2.1.2	Caractéristiques de l'écoulement	13
2.2	Méthodes de mesure	16
2.2.1	Strioscopie	16
2.2.2	Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)	17
2.2.2.1	Notions sur la PIV	17
2.2.2.2	Montage expérimental de la PIV par plans hori- zontaux	23
2.2.2.3	Montage expérimental de la PIV par plans verticaux	29
2.2.3	Traitement des images PIV	30
2.2.4	Validation des mesures PIV	33
2.2.4.1	Le phénomène de peak locking	33
2.2.4.2	Validation des mesures en couche limite amont	34
2.2.4.3	Validation des mesures au niveau de l'interaction	41
2.2.5	Bilan des différentes mesures et effet sur l'interaction	44
3	Description générale de l'interaction	47
3.1	Organisation générale de l'interaction	47
3.1.1	Champs moyens de vitesses pour $\theta = 8^\circ$ et $\theta = 9,5^\circ$	47
3.1.2	Modification de l'interaction	54
3.2	Sensibilité aux conditions amont	64
3.2.1	Introduction	64
3.2.2	Perturbation de la couche limite amont	65
3.2.3	Impact sur l'interaction	69

TABLE DES MATIÈRES

3.2.3.1	Aspect fréquentiel	69
3.2.3.2	Organisation moyenne de l'écoulement	70
4	Origines des basses fréquences du choc de décollement	75
4.1	Tomographie de l'interaction	75
4.2	Description spatiale de la zone détachée	81
4.2.1	Mise en évidence de la couche de mélange	81
4.2.2	Analyse conditionnelle de la zone décollée	84
4.2.2.1	Par plans verticaux	84
4.2.2.2	Corrélation avec le choc réfléchi	89
4.2.2.3	Corrélation avec l'amont	91
4.3	Un scénario pour l'interprétation des basses fréquences	94
4.3.1	Introduction	94
4.3.2	Schéma aérodynamique	94
4.3.2.1	Notion sur les couches de mélange compressible	94
4.3.2.2	Construction du schéma	97
4.3.2.3	Validation du schéma sur les expériences de l'IUSTI	104
4.3.2.4	Application du schéma à d'autre écoulements décollés	106
5	Conclusions	111
	Bibliographie	117
A	Annexes	127
A.1	Détecteur de vorticité intégral de Michard	127
A.2	La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)	129
A.3	Épaisseurs intégrales de la couche limite	134
A.4	Transformée de Fourier	136
A.5	Estimation de la vitesse verticale en couche limite	137
A.5.1	Calcul dans l'écoulement extérieur	137
A.5.2	Calcul dans la sous couche visqueuse	138
A.5.3	Calcul dans la couche	142
B	Articles publiés ou soumis	145

Table des figures

1.1	Lanceur Ariane5, vol V145 ©2000 CNES/ESA/ARIANESPACE	3
1.2	Chocs et décollements dans une tuyère supersonique (<i>Reijasse et al.</i> (1999))	3
1.3	Schématisation du décollement restreint RSS (a) et du décollement libre FSS (b), d'après <i>Frey & Hagemann</i> (1998)	4
1.4	Différentes configurations expérimentales pour l'étude des interactions onde de choc / couche limite : par profils émoussés (a), par rampe de compression (b), par choc incident (c) (d'après <i>Delery & Marvin</i> (1986)).	6
2.1	Vue d'ensemble de la soufflerie supersonique de l'IUSTI	14
2.2	Schéma de principe du générateur de choc	15
2.3	Schéma de principe de la strioscopie, tiré de <i>Settles</i> (2006)	17
2.4	Exemple d'images PIV de traceurs dans notre écoulement (a), et découpages en cellule pour la corrélation (b)	19
2.5	Pic type d'intercorrélation, tiré de <i>Raffel et al.</i> (2007)	19
2.6	Illustration du raffinement de pic	20
2.7	Mesure par PIV de la vitesse longitudinale à travers un choc oblique	24
2.8	Schématisation du montage PIV 2D par plans horizontaux	24
2.9	Installation sur la soufflerie du montage PIV 2D par plans horizontaux.	25
2.10	Illustration des règles de Scheimpflug	26
2.11	Grille de calibration PIV	27
2.12	Schématisation du système PIV 3D ; Vue de haut (a), Vue de profil (b)	28
2.13	Schématisation du système PIV 2D	29
2.14	Phénomène de peak locking sur les mesures	33
2.15	Différents mode de diffusion de la lumière dans la théorie de Lorentz-Mie	34
2.16	Comparaison PIV/LDA d'un profil de couche limite en représentation de Van Driest.	36

TABLE DES FIGURES

2.17	Profil des tensions de Reynolds en couche limite obtenue par PIV (Représentaion de Morkovin).	36
2.18	Tensions de cisaillement issues de mesures PIV.	37
2.19	Tensions de cisaillement pour différents champs de vision (CDV) .	38
2.20	Comparaison PIV/LDA du profil de couche limite en représentation de Van Driest, champs de vue réduit.	39
2.21	Représentation de Morkovin des variances des fluctuations de vitesse longitudinale par PIV(\blacktriangle) et par LDA (Δ), et des fluctuations de vitesse verticale par PIV(\blacktriangledown) et par LDA (∇).	40
2.22	Représentation de Morkovin de la tension turbulente de cisaillement	40
2.23	Évaluation des longueurs d'interaction par différentes méthodes. .	42
2.24	Profils de vitesse longitudinale moyenne, comparaison PIV/LDA, $x=302\text{mm}$	42
2.25	Profils d'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale, comparaison PIV/LDA, $x=302\text{mm}$	43
2.26	Profils d'intensité de turbulence de la vitesse verticale, comparaison PIV/LDA, $x=302\text{mm}$	43
3.1	Vitesse longitudinale moyenne adimensionné par la vitesse extérieure (U/U_∞), $\theta = 8^\circ$	48
3.2	Vitesse verticale moyenne adimensionné par la vitesse extérieure (V/U_∞), $\theta = 8^\circ$	49
3.3	Intensité de turbulence longitudinale ($\sqrt{u'^2}/U_\infty$), $\theta = 8^\circ$	49
3.4	Intensité de turbulence verticale ($\sqrt{v'^2}/U_\infty$), $\theta = 8^\circ$	50
3.5	tension de Reynolds ($\overline{u'v'}/U_\infty^2$), $\theta = 8^\circ$	50
3.6	Coefficient de corrélation, $\theta = 8^\circ$	51
3.7	Vitesse longitudinale moyenne adimensionné par la vitesse extérieure (U/U_∞), $\theta = 9.5^\circ$	51
3.8	Vitesse verticale moyenne adimensionné par la vitesse extérieure (V/U_∞), $\theta = 9.5^\circ$	52
3.9	Intensité de turbulence longitudinale ($\sqrt{u'^2}/U_\infty$), $\theta = 9.5^\circ$	52
3.10	Intensité de turbulence verticale ($\sqrt{v'^2}/U_\infty$), $\theta = 9.5^\circ$	53
3.11	tension de Reynolds ($\overline{u'v'}/U_\infty^2$), $\theta = 9.5^\circ$	53
3.12	Coefficient de corrélation, $\theta = 9.5^\circ$	54
3.13	Profils de vitesse en couche limite amont pour les différentes expériences, adimensionnées par la vitesse extérieure. (a) en fonction de y , (b) en fonction de y/δ_0 . (—) : $U/U_e = 0.99$	57
3.14	Épaisseur de déplacement δ_{1i} et de quantité de mouvement δ_{2i} incompressibles pour les différentes expériences	59

TABLE DES FIGURES

3.15	Épaisseur de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 compressibles pour les différentes expériences	59
3.16	Facteur de forme compressible H et incompressible H_i pour les différentes expériences	60
3.17	Coefficient de frottement et vitesse de frottement pour les différentes expériences	60
3.18	Comparaison des spectres de fréquences à $\theta = 8^\circ$ (a) et $\theta = 9.5^\circ$ (b)	63
3.19	“Bandes dymo” placées juste en amont du col sonique.	66
3.20	Profils de vitesse moyenne longitudinale. (a) : avec rugosité, (b) : sans rugosité.	67
3.21	Spectre de Fourier associé avec Fig. 3.20. (a) : avec rugosité, (b) : sans rugosité.	67
3.22	Organisation longitudinale des tourbillons de Görtler (tiré de Smits & Dussauge (1996))	69
3.23	Spectre issu de la moyenne de 500 spectres de Fourier	70
3.24	Pression RMS près du pied du choc réfléchi.	71
3.25	Spectre de pression à la position moyenne du choc réfléchi, avec et sans bandes rugueuses.	71
3.26	Lignes de courant sur l’interaction sans rugosités (a) et avec rugosités (b). Ligne noire : ligne d’isovitesse nulle.	73
4.1	Champs instantanés tomographiques pour des déflexions de l’écoulement de 4° à $6,5^\circ$ par pas de $0,5^\circ$	77
4.2	Champs instantanés tomographiques pour des déflexions de l’écoulement de 7° à $9,5^\circ$ par pas de $0,5^\circ$	78
4.3	3 positions de choc différentes pour $\theta = 9.5^\circ$. Les points rouge correspondent à la position de la croisée des chocs, et la position de la prolongation du choc réfléchi à la paroi.	79
4.4	histogramme de la position du choc réfléchi (4.4(a)), et de sa vitesse (4.4(b)) ; histogramme du point de croisement entre le choc réfléchi et le choc incident (4.4(c)), et corrélation entre la position du choc réfléchi dans l’écoulement et sa vitesse (4.4(d)).	80
4.5	Détecteur de vorticité Γ_2 , superposé à une strioscopie de l’écoulement, $\theta=8^\circ$	82
4.6	Lien statistique entre les mouvements du choc réfléchi et les mouvements de la couche de mélange	83
4.7	Détecteur de vorticité Γ_2 , sur 3 champs instantanés distincts, montrant les mouvements de la couche de mélange	85
4.8	Champ moyen (a) et champ d’intensité de turbulence (b) de la vitesse normale dans l’interaction. La ligne noire représente la ligne de jet.	86

TABLE DES FIGURES

4.9	Pdf de l'élévation maximale instantanée de la ligne de jet, dans le bulbe de recirculation ; (a) : $\theta = 8^\circ$, (b) : $\theta = 9.5^\circ$	87
4.10	Champ de vitesse moyenne longitudinale dans chaque cas conditionnel (faible, moyen et fort), $\theta = 8^\circ$	88
4.11	Champ de vitesse moyenne longitudinale dans chaque cas conditionnel (faible, moyen et fort), $\theta = 9, 5^\circ$	88
4.12	Écart type des fluctuations de la vitesse verticale conditionnelle. $\theta = 8^\circ$	90
4.13	Écart type des fluctuations de la vitesse verticale conditionnelles. $\theta = 9, 5^\circ$	90
4.14	Profils de vitesses conditionnels en couche limite amont, $X^* = -0.4$. (o faible recirculation ; * forte recirculation). (a) : $\theta = 8^\circ$, (b) : $\theta = 9, 5^\circ$	92
4.15	Schématisation d'une couche de mélange	95
4.16	Schéma de l'écoulement en aval du choc réfléchi.	97
4.17	Taux d'évasement normalisé en fonction du nombre de Mach convectif, adapté de Smits & Dussauge (1996).	101
4.18	Fonction g pour différents ratio de densité.	103
4.19	Fréquence adimensionnée (S_L) des oscillations du choc réfléchi dans diverses configurations ; (■) écoulement décollé subsonique M.Kiya & Sasaki (1983), (◆) rampes de compression, (*) expériences de l'IUSTI, (+) Tuyère surdétendue (Restricted Shock Separation), (★) profils émoussés. Adaptée de Dussauge <i>et al.</i> (2006)	107
4.20	fréquence adimensionnée du choc réfléchi, normalisée selon la relation 4.8 : (■) écoulement décollé subsonique M.Kiya & Sasaki (1983), (*) expériences de l'IUSTI, (◀) Thomas <i>et al.</i> (1994), (▶) Dolling & Brusniak (1989), (▲) Erengil & Dolling (1991), (▼) Wu & Martin (2008) (DNS) et Ringnette & Smits (2007) (expérience).	108
A.1	Représentation schématique de la méthode classique (a) et de la méthode snapshot (b).	132

TABLE DES FIGURES

TABLE DES FIGURES

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte scientifique et technologique

La conquête de l'espace a constitué l'une des aventures technologiques des plus importantes pour le vingtième siècle. Au cours de ces 50 dernières années, des hommes ont été envoyés dans l'espace, ont marché sur la lune, un grand nombre de satellites ont pu faire progresser la compréhension de l'univers ainsi que de la terre et de son climat...

Plus récemment, avec le développement exponentiel des technologies de l'information et des communications, le marché de l'espace est devenu incontournable, car ces technologies sont largement dépendantes des transmissions satellites. L'envoi de satellites dans l'espace, que leur application soit scientifique, militaire ou commerciale, reste donc un défi crucial. Les besoins étant grandissants, le nombre de satellites ainsi que leur poids évolue de même. Afin de satisfaire à ces besoins, les professionnels de l'espace doivent continuellement optimiser le coût des lancements, accroître la charge utile des véhicules, tout en respectant un cahier des charges des plus stricts en terme de fiabilité. Il apparaît donc inévitable d'avoir recours à un effort de compréhension et de prédiction des phénomènes physiques susceptibles de placer ces lanceurs dans des situations menaçant leur intégrité.

La conception d'engins capables d'effectuer de telles missions est délicate, car ces véhicules sont soumis à des contraintes aérodynamiques et thermiques intenses, dans des régimes d'écoulement, supersoniques et hypersoniques, où certains mécanismes ne sont pas encore bien compris. Dans le cas de la fusée Ariane V (voir Fig. 1.1), et en ce qui concerne cette étude, la propulsion de l'étage principal de la fusée par le moteur Vulcain, bien que fonctionnant de manière satisfaisante en vol, reste un sujet d'étude et de préoccupation dans le cadre de dimensionnement de tuyère.

La propulsion de l'étage principal de ce lanceur est assurée par un moteur ali-

1. INTRODUCTION

menté en oxygène et hydrogène liquides, également appelés ergols cryogéniques. Ces derniers sont brûlés dans une chambre de combustion pour produire des gaz qui sont ensuite accélérés dans une tuyère de détente et fournissent la poussée. On distingue trois différents régimes de fonctionnement d’une tuyère, dépendant des niveaux de pression régnant juste en sortie de tuyère P_s et de la pression du milieu ambiant P_a :

- Si $P_a = P_s$, alors la tuyère est dite en régime adapté,
- Si $P_a < P_s$, alors la tuyère est dite sous-détendue,
- Si $P_a > P_s$, alors la tuyère est dite sur-détendue.

Dans le cas du moteur Vulcain, celui-ci est conçu pour fonctionner dans la deuxième partie du vol, en prenant le relais des booster latéraux, à une altitude élevée. Or, l’allumage de ces moteurs est délicat, et donc, pour raisons de sécurité, cette tuyère est mise en route dès le décollage, afin de s’assurer de son bon fonctionnement. La tuyère participe ainsi de fait à la poussée lors de la première phase de vol, mais celle-ci ne contribue qu’à hauteur de 10% de la poussée totale. Au décollage et pendant la première phase de vol, cette tuyère n’est donc pas adaptée, la pression atmosphérique étant trop forte : elle est alors sur-détendue. La pression des gaz de sortie étant plus faible, il y a formation d’un choc de recompression en sortie de tuyère, ramenant la pression des gaz à la pression ambiante. Si ce choc rentre dans la tuyère, il est alors possible qu’il y ait décollement des couches limites de paroi de la tuyère, à l’origine de charges mécaniques et de flux thermiques intenses qui viennent contraindre la structure. Un exemple d’interaction onde de choc / couche limite en tuyère (Reijasse *et al.* (1999)) est présenté Fig. 1.2.

On distingue deux principaux types de décollements en tuyères : les décollements sans recollement de la couche limite en aval, on parle alors de *free shock separation* (FSS) et les décollements avec recollement de la couche limite en aval, on parle ici de *Restricted Shock Separation* (RSS) (voir Fig. 1.3). Les écoulements dans les tuyères prennent des formes souvent très complexes, la structure des ondes de choc en sortie de tuyères variant fortement d’un régime à l’autre, sont souvent très instables, comme en régime transitoire par exemple, et peuvent présenter de fortes dissymétries comme le montre la Fig. 1.2, à l’origine de modifications de la direction du jet de sortie de gaz, et donc de la poussée. On peut citer les études de Nguyen *et al.* (2002), Girard (1999), Bourgoing (2002) sur ces phénomènes en tuyères réelles alimentées par l’air.

Plusieurs solutions sont actuellement à l’étude afin d’éviter ces efforts sur le divergent, induits par ces chocs. Une solution consiste à adapter, durant le vol, le contour de la tuyère aux variations de la pression chambre et de la pression ambiante afin que le décollement soit inexistant (tuyères auto-adaptables). Si l’adaptation continue pendant le vol du profil de tuyère est techniquement dif-



FIG. 1.1 – Lanceur Ariane5, vol V145
©2000 CNES/ESA/ARIANESPACE

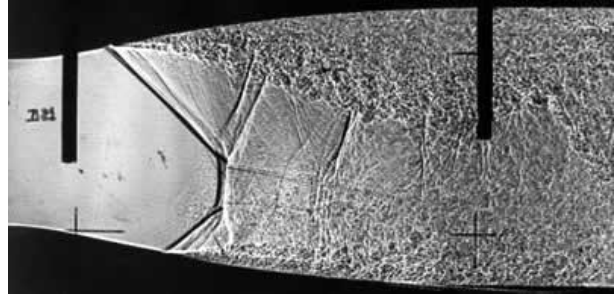


FIG. 1.2 – Chocs et décollements dans une tuyère supersonique (Reijasse *et al.* (1999))

facilement réalisable, la mise en place d'un cône de sortie extensible (tuyères de type EEC, Extendible Exit Cone) peut elle être une solution. La seconde solution réside dans les moyens de contrôle du décollement. Cependant, les connaissances actuelles sur le décollement et son contrôle, et les difficultés de mise en oeuvre de tels moyens sur ces engins, ne permettent pas encore d'appliquer ces méthodes aux moteurs de fusée. Effectivement, les causes exactes des pertes de symétrie sont encore mal connues et les moyens de prédiction des efforts latéraux induits peu nombreux.

Un effort sur la compréhension de ce type d'interaction est donc nécessaire. C'est une raison pour laquelle, entres autres, de nombreux travaux numériques et expérimentaux sont menés.

1.2 L'interaction onde de choc / couche limite

Comme décrit brièvement précédemment, le décollement de couche limite en régime supersonique dans les tuyères peut prendre des formes très complexes, impliquant de nombreux phénomènes, et bien souvent couplés entre eux. Mais ces phénomènes restent gouvernés par la physique même de ces interactions onde de choc/couche limite. La topologie globale de ces interactions, ainsi que leurs aspects stationnaires, reste similaire quel que soit le type d'écoulement. Afin de comprendre ces interactions et leur mécanisme de base, un recours à des configurations expérimentales simplifiées était donc nécessaire.

La reproduction de ces phénomènes en soufflerie permet ainsi de s'affranchir d'ef-

1. INTRODUCTION

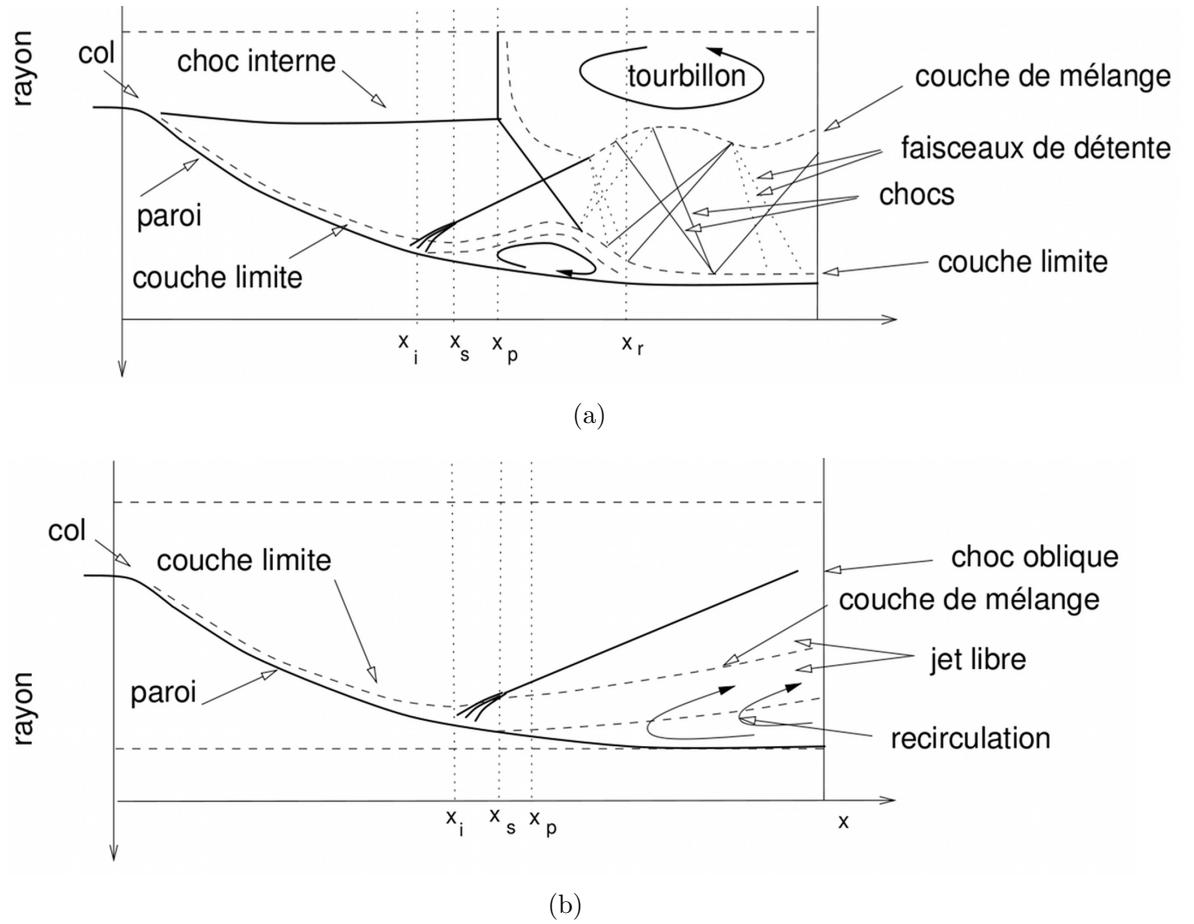


FIG. 1.3 – Schématisation du décollement restreint RSS (a) et du décollement libre FSS (b), d'après Frey & Hagemann (1998)

fets tels que les échanges thermiques, courbure de tuyères ou réactions chimiques, pour étudier un seul aspect de ces interactions dans un premier temps.

D'une manière générale, dans les modèles expérimentaux d'interaction les plus utilisés, la compression provoquant l'interaction est générée de différentes manières. Les quatre configurations académiques classiques sont :

- par choc normal
- par choc incident oblique,
- par déflexion de la paroi (interaction sur rampe de compression),
- par profils émoussés.

L'organisation longitudinale de ces trois dernières interactions est schématisé Fig. 1.4.

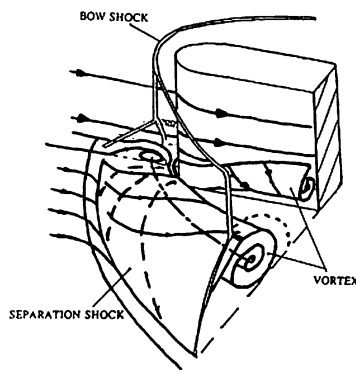
Ces interactions ont été largement documentées et étudiées. Les expériences de Bogdonoff (1955) et Kistler (1959) utilisant respectivement la cinématographie haute cadence et des mesures de pressions pariétales instationnaires sont les premières observations du caractère instationnaire de ces interactions, notamment du choc réfléchi, dont la position varie dans l'écoulement autour d'une position moyenne, et à des fréquences caractéristiques assez basses.

Dans cette étude, nous nous intéresserons à la première configuration, pour laquelle le choc, généré extérieurement à la couche limite par un obstacle incliné par rapport à l'écoulement, vient se réfléchir sur la paroi en provoquant l'épaississement de la couche limite. Si le choc est suffisamment fort, cette dernière décolle de la paroi et la déflexion des lignes de courant, au niveau du décollement, donne naissance à un second choc dit "choc réfléchi". On observe alors, à ce niveau, une croissance de la pression pariétale qui peut révéler un plateau intermédiaire centré sur la zone de recirculation, si le décollement est suffisamment développé. Le choc incident se courbe progressivement au fur et à mesure qu'il pénètre dans la couche limite et se réfléchit en ondes de détente sur la ligne sonique. Le recollement provoque à nouveau l'émission d'ondes de compression qui achèvent de redresser l'écoulement. Fig. 1.4(c).

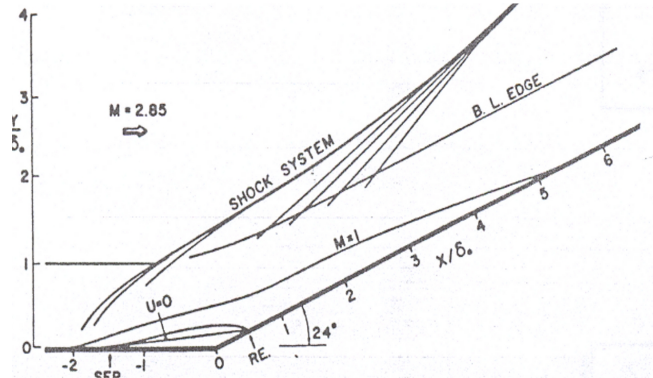
Cet écoulement particulier a été étudié depuis les années 1930. On peut retenir les travaux de Green (1970), Hakkinen *et al.* (1959), Chapman *et al.* (1957) pour les études jusque dans les années 1970. Ces travaux ont permis de caractériser l'organisation moyenne de l'écoulement, sa topologie pour divers écoulements, laminaires ou supersoniques, et ce pour différents nombres de Reynolds. La physique mise en jeu dans cet écoulement particulier est admise comme étant commune aux divers écoulements décollés (Dolling (2001), Dussauge *et al.* (2006)), comme par exemple les rampes de compression.

Le caractère instationnaire de ces écoulements décollés a été confirmé par nombre d'expériences par la suite, avec diverses méthodes expérimentales (Dol-

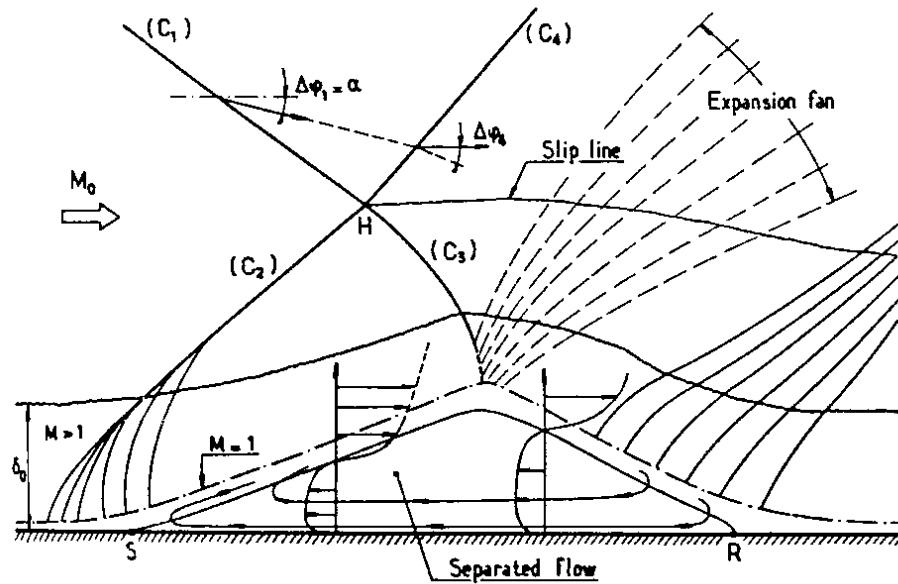
1. INTRODUCTION



(a) Profil é moussé



(b) Rampe de compression



(c) Onde de choc incidente

FIG. 1.4 – Différentes configurations expérimentales pour l'étude des interactions onde de choc / couche limite : par profils é moussés (a), par rampe de compression (b), par choc incident (c) (d'après [Delery & Marvin \(1986\)](#)).

ling & Brusniak (1989); Dolling & Murphy (1983); Dolling & Or (1985); Dolling & Smith (1989); Dupont *et al.* (2005); Erengil & Dolling (1991); Ganapathisubramani *et al.* (2007); Muck *et al.* (1988); Souverein *et al.* (2008); Thomas *et al.* (1994)).

Si la description de cette interaction s'est faite historiquement de manière expérimentale, les simulations numériques ont prouvé leur aptitude à calculer cet écoulement (Garnier & Sagaut (2002)), mais avec un temps d'intégration trop court pour capter les instationnarités basses fréquences. Très récemment, des simulations numériques (WU & Martin (2007), Wu & Martin (2008), Toubert & Sandham (2008)) ont réussi à simuler ce caractère instationnaire, mais sur seulement quelques millisecondes et pour des envergures limitées. Des analyses de stabilité, de décollement ou de mouvement de choc, ont par exemple relié les instationnarités observées dans la région du bulbe décollé à des modes de type instabilité de Kelvin-Helmoltz (Robinet & Casalis (1999), Alizard & Robinet (2007), Ehrenstein & Gallaire (2007)).

Ces résultats confirment que dans les différentes interactions entre onde de choc et couche limite turbulente, les basses fréquences de la région décollée, ainsi que du choc réfléchi, sont observées. Il reste cependant quelques contradictions sur l'analyse des résultats. Certains auteurs proposent que l'origine des basses fréquences du choc réfléchi sont liées aux aspects instationnaires de la couche limite amont (Beresh *et al.* (2002)). En effet, ils émettent l'hypothèse que de très grandes structures tourbillonnaires longitudinales, avec une longueur d'onde longitudinale très grande, sont présentes en couche limite amont, et sont responsables de ces instationnarités. Ces structures ont été observées expérimentalement (Ganapathisubramani *et al.* (2006)) et numériquement (Ringuette *et al.* (2008)), et semblent similaires aux superstructures observées dans les écoulements de couche limite subsoniques (Adrian *et al.* (2000); Kim & Adrian (1999)).

Ces superstructures peuvent avoir une longueur pouvant atteindre 30δ (δ représentant l'épaisseur de couche limite) et peuvent donc être une source d'instationnarités basses fréquences compatibles dans certains cas étudiés. C'est pourquoi plusieurs essais pour corréler le passage de ces structures avec les instationnarités du choc et du bulbe décollé ont été entrepris, mais donnant des résultats parfois contradictoires. Ganapathisubramani *et al.* (2007), en réalisant des analyses conditionnelles sur leurs données, mettent en évidence un lien entre les grandes échelles de la couche limite amont et les instationnarités de leur interaction dans le cas d'une rampe de compression à Mach 2. A l'opposé, les expériences de Dupont *et al.* (2006), réalisées au sein du laboratoire IUSTI sur la même configuration expérimentale que celle utilisée pour les travaux présentés ici, et celles de Wu & Martin (2008) sur une rampe de compression à Mach 2,9 à partir de travaux numériques (DNS), ne mettent en évidence aucun lien statistique domi-

1. INTRODUCTION

nant entre ces deux parties de l'écoulement.

Une autre approche, plus commune, est de suggérer que la dynamique du bulbe de recirculation et les instationnarités basses fréquences du choc réfléchi sont liées. Plusieurs travaux expérimentaux (Dupont *et al.* (2006); Erengil & Dolling (1991); Thomas *et al.* (1994) par exemple), et plus récemment des simulations numériques, LES ou DNS (Pirozzoli & Grasso (2006); Toubert & Sandham (2008); Wu & Martin (2008)), ont observé ce phénomène, sans pour autant établir de manière sûre la source des instationnarités, à savoir si ce sont les respirations du bulbe décollé qui imposent les mouvements basse fréquence du choc, ou si c'est le choc lui même, tirant son instationnarité de perturbations amont par exemple, qui entraîne le caractère instationnaire du bulbe.

Les relations de phase entre les mouvements du choc et le bulbe de recirculation ont été déduites de manière expérimentale et numérique (Debiève & Dupont (2007); Dupont *et al.* (2006); Erengil & Dolling (1991); Thomas *et al.* (1994)) sur rampes de compression et en choc incident. Le principal résultat est l'opposition de phase entre les signaux de pression enregistrés au voisinage du pied du choc et ceux enregistrés au sein du bulbe de recirculation.

Récemment, Wu & Martin (2008) ont estimés, à partir de leur simulation numérique, la corrélation entre la masse présente dans le bulbe et la position du choc réfléchi dans l'écoulement. Ils observèrent un très fort pic de corrélation, avec un temps retard négatif et suggérèrent que les mouvements du choc seraient liés à "un feedback avec le bulbe de séparation, la couche de mélange et le choc réfléchi". Enfin, Dupont *et al.* (2006) ont mesuré la fréquence caractéristique du choc pour un écoulement sur plaque plane à Mach 2, 3, et ce pour plusieurs angles de déviations ($7^\circ < \theta < 9.5^\circ$). En utilisant un adimensionnement dérivé de l'étude des écoulements subsoniques, et proposé pour la première fois en application à ce type d'écoulement par Erengil & Dolling (1991), ils trouvèrent que pour la même couche limite amont, la fréquence de choc était directement reliée à l'intensité de l'interaction via la longueur d'interaction. La fréquence typique adimensionnée, ou nombre de Strouhal S_L , basée sur la longueur d'interaction L et la vitesse extérieure U_1 ($S_L = \frac{fL}{U_1}$), était d'environ 0,03. Pour deux cas bien distincts de cette expérience (respectivement $\theta = 8^\circ$ et 9.5°), la fréquence du choc réfléchi mesurée varie de 55% (on passe de 384Hz à 171Hz) et la longueur d'interaction croît d'autant (de 46mm à 71,5mm). Ces résultats laissent donc à penser que les perturbations amont, qui ne varient pas d'une interaction à l'autre, ne peuvent expliquer les échelles de temps du choc réfléchi. Dussauge *et al.* (2006) ont montré par ailleurs que cette valeur donne le bon ordre de grandeur pour plusieurs cas, malgré un peu de dispersion. Seule l'expérience de Thomas *et al.* (1994) sur

rampe de compression à Mach 1,5 était à part, avec un Strouhal plus élevé. Ainsi, si le bulbe de recirculation est considéré comme une source plausible des instationnarités, nous avons à considérer les différentes échelles de temps associé à sa dynamique. [Dussauge *et al.* \(2006\)](#) ont comparé l'évolution longitudinale des PSD des pressions de paroi pour ces différents écoulements détachés, ainsi que pour un écoulement séparé subsonique. Ils trouvèrent une organisation spatiale similaire, avec le développement de grandes structures dans la première partie de l'interaction, qui sont ensuite éjectées en aval. Néanmoins, la fréquence caractéristique de ce phénomène ne peut être comparée directement, les effets de compressibilité associés à la couche de mélange se doivent d'être pris en compte afin d'harmoniser les comportements subsoniques et supersoniques ([Dupont *et al.* \(2006\)](#); [Haddad \(2005\)](#)).

Il a été de même constaté dans le bulbe de recirculation la présence de basses fréquences, du même ordre de grandeur que les basses fréquences du choc réfléchi, ainsi que des fréquences plus hautes associées aux grandes échelles de la couche de mélange. Les basses fréquences semblent être liées aux pulsations du bulbe décollé, mais une grande différence apparaît entre les fréquences caractéristiques adimensionnées des écoulements subsoniques et supersoniques. Le nombre de Strouhal observé pour des écoulements à Mach supérieur à 2 est $S_L \approx 0,03$ pour différentes configurations expérimentales (écoulement de rampe, sur plaque plane, en tuyères et sur profils emoussés), à partir d'expériences ou des récentes simulations numériques ([Wu & Martin \(2008\)](#), [Touber & Sandham \(2008\)](#)). Mais le nombre de Strouhal associé aux écoulements subsonique est lui de 0,12 ([Cherry *et al.* \(1984\)](#); [M.Kiya & Sasaki \(1983\)](#)), soit donc un facteur 4 entre écoulements subsoniques et supersoniques.

Enfin, en ce qui concerne la structure globale de ce type d'interaction, et notamment l'organisation de l'écoulement dans le bulbe décollé, ces interactions ont longtemps été considérées comme bidimensionnelles par la plupart des expérimentateurs. Cependant, des visualisations pariétales réalisées sur ces interactions ont pu mettre en évidence dans certains cas la formation de zone tridimensionnelles, mais cette tridimensionnalité était souvent attribuée à la présence de parois sur les cotés de la veine d'essai, et donc associée à un phénomène de confinement. La structure transversale de ces décollements a donc été souvent négligée. Des expériences plus récentes suggèrent que ce caractère pourrait peut-être être intrinsèque à l'interaction. [Reijasse *et al.* \(1999\)](#) réalisa des mesures sur une tuyère plane qui présente un choc droit se divisant en lambda près de la paroi. Ces mesures révèlent la présence en envergure de structures tourbillonnaires de type trombes de proche paroi, en aval du choc et à proximité des hublots. Cette organisation a été confirmée par des visualisations pariétales et une analyse topologique

1. INTRODUCTION

des points singuliers des systèmes différentiels [Bourgoing \(2002\)](#).

Une analyse numérique similaire menée par [Doerffer & Dallmann \(1988\)](#), [Doerffer & Dallmann \(1990\)](#) sur un écoulement détaché généré par une interaction choc normal / couche limite de paroi convexe ainsi que des visualisations pariétales en paroi, mettent de même en évidence l'existence de structures tridimensionnelles dans toute la région détachée. Les mesures réalisées au sein du groupe supersonique de l'IUSTI ont aussi permis d'observer la présence de deux gros tourbillons contrarotatifs dans la recirculation, sur les champs moyens pour l'interaction la plus fortement décollée, correspondant à une déflexion de l'écoulement $\theta = 9.5^\circ$. Ces tourbillons ont été observés grâce à des mesures PIV en plans parallèles à la paroi de la soufflerie, réalisés à plusieurs hauteurs dans l'écoulement ([Dupont *et al.* \(2005\)](#); [Haddad \(2005\)](#)). Ceci a permis de les caractériser sur toute la hauteur du bulbe de recirculation : les visualisations montraient alors deux tourbillons contrarotatifs de type trombe, dont la zone d'échappement se rapprochait de l'axe de la veine au fur et à mesure que l'on se déplace verticalement dans l'écoulement. La fréquence caractéristique de ces tourbillons a pu être déterminée, donnant une fréquence d'environ 370Hz , voisine de la fréquence caractéristique des battements du choc à cet angle.

1.3 Objectifs

C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux présentés ici. Ils s'appuient sur des expériences menées dans la soufflerie supersonique de l'IUSTI, dans une interaction produite par la réflexion d'une onde de choc oblique sur une couche limite turbulente sur plaque plane, à Mach 2.3. Comme nous l'avons vu, plusieurs travaux antérieurs à cette thèse ont permis de qualifier l'interaction étudiée, et constituent donc une base de données importante pour ce travail, et donne une connaissance déjà approfondie des phénomènes mis en jeu dans l'interaction et une documentation détaillée des conditions expérimentales. Les mesures par fil chaud, Anémométrie Laser Doppler, ou par mesure de pressions pariétales instationnaires, ont permis de caractériser l'interaction principalement sur l'axe. Les positions moyennes des chocs dans l'écoulement, les caractéristiques fréquentielles et instationnaires de cette interaction ont pu en être déduites. L'exploitation et l'interprétation de ces différentes mesures ont permis d'aboutir à de nombreux résultats, dont les principaux ont été décrits ci-dessus.

Les premières mesures PIV ([Haddad \(2005\)](#)) ont confirmé la faisabilité de cette méthode dans notre configuration expérimentale. Ces mesures ont permis pour la première fois de caractériser spatialement l'interaction, et ont donné les premières informations sur l'aspect tridimensionnel de l'écoulement et son éventuel lien avec les instationnarités du choc réfléchi.

Ces travaux de thèse sont donc la continuation des travaux précédents, et concernent plus particulièrement la description spatiale de l'interaction, en utilisant principalement des mesures issues de PIV. Les mesures par plans horizontaux seront approfondies, et d'autres mesures, dans des plans verticaux d'une part, et avec des mesures stéréoscopiques d'autres part, viendront compléter cette étude. L'objectif est de confirmer les schémas proposés précédemment, qui étaient déduits de mesures faites la plupart du temps en un seul point de l'écoulement par AFC, ALD, ou mesures de pression pariétales instationnaires. Un second travail sera ensuite d'étudier l'aspect instationnaire de l'interaction, en essayant de corréler les différentes parties de celle-ci (couche limite amont, choc réfléchi, bulbe de recirculation, etc...), et d'analyser les liens entre elles. En effet, grâce à l'analyse des champs instantanés PIV, nous pourrions facilement corréler les différentes parties de l'écoulement, en perdant cependant les informations temporelles (le système PIV n'est pas résolu en temps), mais que nous connaissons déjà via les mesures précédentes. Le but est de trouver un mécanisme responsable de l'oscillation du choc réfléchi ou au moins le lien entre les différentes parties de l'interaction. Enfin, la question de la tridimensionnalité de l'écoulement sera abordée. Cette tridimensionnalité a été observée pour la configuration la plus décollée de notre écoulement, mais aucune information sur cette organisation 3D de l'écoulement n'est disponible pour les autres cas. Un travail sera donc de confirmer si cette tridimensionnalité est intrinsèque à l'interaction, ou si elle dépend d'autres facteurs, comme l'intensité du choc ou la présence des parois latérales de la soufflerie qui engendrerait cette tridimensionnalité.

Le chapitre 1 sera consacré à la description des moyens expérimentaux utilisés. La soufflerie supersonique sera présentée, ainsi que les caractéristiques générales de l'écoulement. Le principe de la PIV et son application sur notre expérience sera présentée, et différentes validations de nos données acquises par ce moyen seront menées, par comparaison à des données existantes ou par comparaison à la théorie.

Le chapitre 2 sera consacré à la description générale de l'interaction, son organisation longitudinale et transversale. Les quantités moyennes issues de PIV seront présentées, et la sensibilité de l'interaction aux conditions amont sera étudiée. Cette étude portera notamment sur la présence en couche limite amont de grandes structures longitudinales et leur impact sur l'interaction, au niveau fréquentiel (fréquence de choc) ainsi que sur l'organisation moyenne tridimensionnelle de celle-ci.

La troisième partie sera consacrée à l'étude de l'origine des instationnarités dans les interactions onde de choc/couches limites. Cette étude se basera sur l'ex-

1. INTRODUCTION

exploitation des données PIV instantanées, sur lesquelles une analyse conditionnelle sera réalisée. Un lien fort entre les mouvements basses fréquences du choc réfléchi et les pulsations basses fréquences du bulbe de recirculation sera établi. L'étude du bulbe de recirculation mettra en évidence la présence d'une couche de mélange, dont la dynamique à basse fréquence sera reliée aux pulsations du bulbe décollé. Afin de donner une échelle de temps caractéristique, un schéma, basé sur l'entraînement de masse par cette couche de mélange, sera construit pour un bulbe de recirculation quelconque. Ce modèle sera appliqué à nos expériences ainsi qu'à d'autres expériences dans diverses configurations et pour différents nombres de Mach, et sa pertinence sera commentée.

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

2.1 Génération de l'écoulement étudié

2.1.1 Soufflerie supersonique

La soufflerie supersonique de l'IUSTI est une soufflerie continue, hypoturbulente à circuit fermé. Sa conception permet de réaliser des expériences pouvant atteindre plusieurs heures, sans dérive particulière des conditions génératrices de l'écoulement : la pression génératrice est régulée à quelques dixièmes de mmHg près, réglable entre 0.15atm et 0.9atm, et la température génératrice, régulée par le bassin de refroidissement, dérive de moins de 0.2° par heure. Les pièges anti-bruit et les filtres calibrés placés dans la chambre de tranquillisation permettent de réduire les niveaux de turbulence naturelle et d'obtenir ainsi un écoulement potentiel dont les fluctuations de vitesse et de température sont inférieures à 0.1%. La soufflerie est entièrement pilotée par un automate qui gère les séquences de fonctionnement (démarrage, fonctionnement, arrêt...), signale et localise les dysfonctionnements éventuels. Une vue d'ensemble de la soufflerie est présentée Fig. 2.1.

Cette soufflerie est équipée de deux veines d'essai S7 et S8. Les expériences de la présente étude sont réalisées dans la tuyère S8. La section d'essai a une hauteur de 120mm pour une envergure de 170mm, et le nombre de Mach de l'écoulement est de $M = 2.28$.

2.1.2 Caractéristiques de l'écoulement

Afin de produire une onde de choc incidente et ainsi créer le décollement de la couche limite, la veine d'essai S8 est équipée d'un générateur de choc positionné sur sa partie supérieure, conçu et réalisé par l'ONERA. C'est une plaque de 160mm de long et de 4mm d'épaisseur fixée au plafond de la veine d'essai et

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

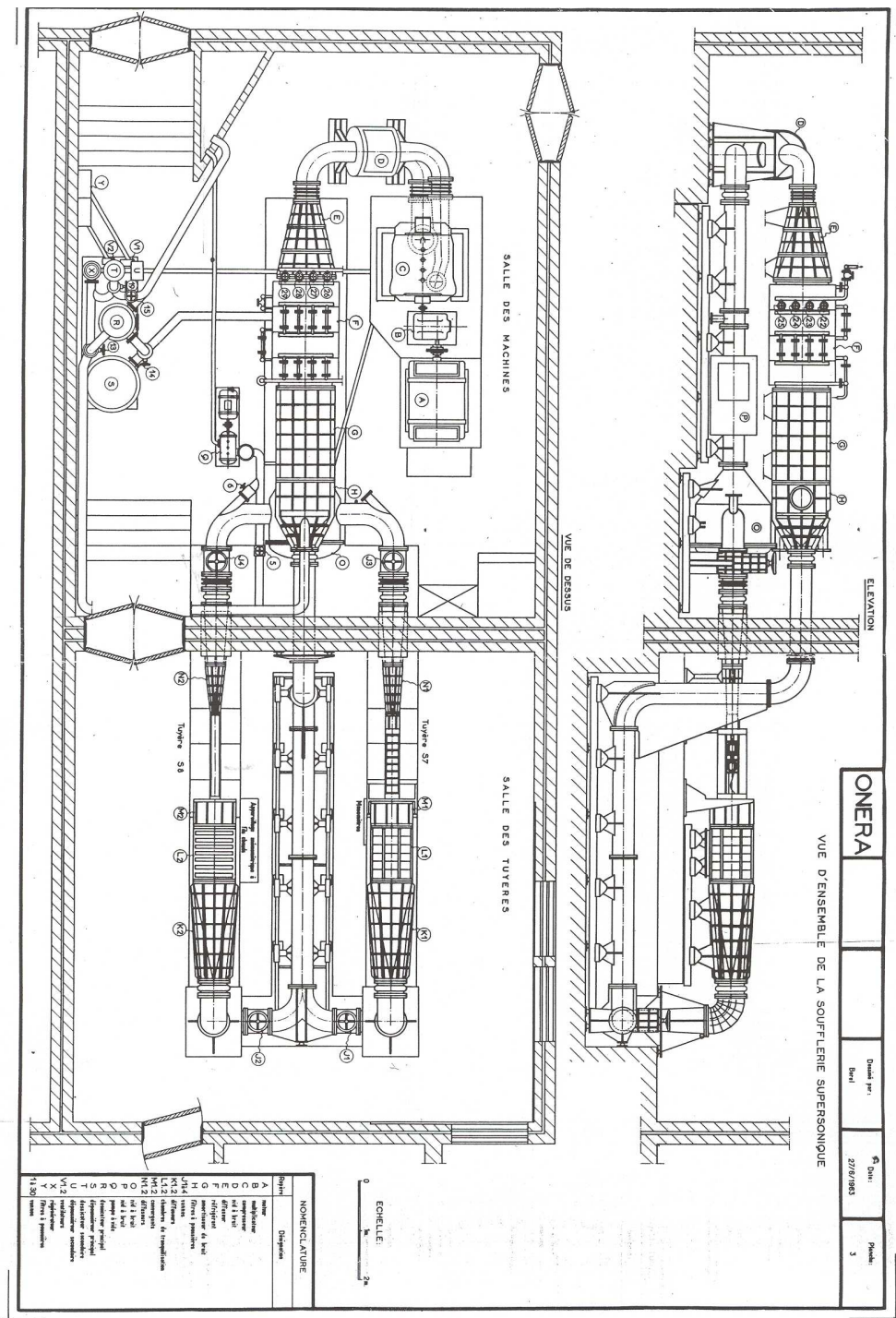


FIG. 2.1 – Vue d’ensemble de la soufflerie supersonique de l’IUSTI

2.1 Génération de l'écoulement étudié

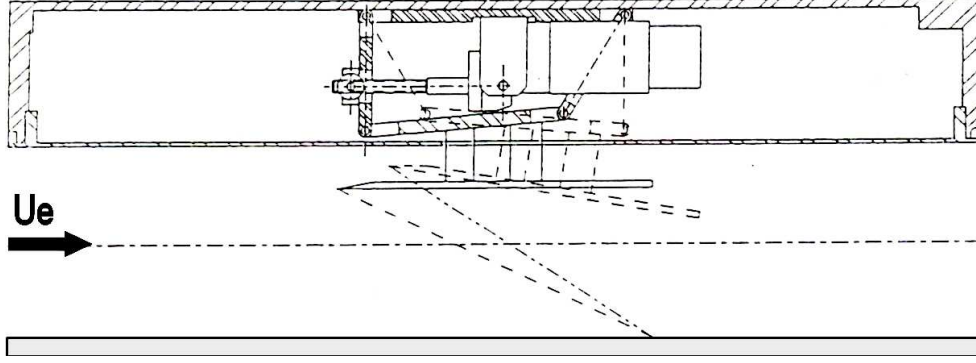


FIG. 2.2 – Schéma de principe du générateur de choc

M	Re_{δ_2}	U_∞	δ_0	δ_2	δ^*	H	U_τ	C_f
2,28	$5,07 \times 10^3$	$550m.s^{-1}$	11mm	0,96mm	3,4mm	3,53	$24m.s^{-1}$	2×10^{-3}

TAB. 2.1 – Caractéristiques de la couche limite entrante nominale

dont le bord d'attaque est biseauté. Ce dispositif est actionné par un moteur pas à pas qui permet de balayer des angles d'incidence θ compris entre 0° et 10° .

Une particularité de ce système provient du fait que la position de l'impact théorique du choc incident sur le plancher est fixe (située à 337 mm du début de la zone d'essai) et ce quel que soit l'angle d'incidence choisi pour l'expérience. Un schéma descriptif est proposé Fig. 2.2.

Nos mesures sont réalisées pour une pression génératrice de l'écoulement de 0,5atm (ou 506,63mmbar). La température totale nominale est de 300°K (température ambiante). Dans ces conditions, la vitesse extérieure U_∞ est de $550m.s^{-1}$. L'épaisseur de la couche limite au niveau de la zone d'essai, défini comme la section où la vitesse atteint 99% de la vitesse extérieure U_∞ , est de $\delta_0 = 11mm$. L'épaisseur de déplacement¹, est $\delta_2 = 0,96mm$. Le nombre de Reynolds basé sur cette épaisseur est $R_{\delta_2} = 5,9 \times 10^4$. La vitesse de frottement à la paroi U_τ ainsi que le coefficient de frottement C_f ont pour valeurs $U_\tau = 24m.s^{-1}$ et $C_f = 2 \times 10^{-3}$. Toutes ces données sont résumées dans le tableau 2.1.

La longueur d'interaction sera définie comme la longueur entre la position moyenne du choc réfléchi à la paroi et la prolongation du choc incident à la paroi. Par la suite, le repère d'un point de l'écoulement sera fait en utilisant les coordonnées cartésiennes (X,Y,Z).

¹Pour les définition des différentes épaisseurs, voir annexe A.3

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

L'origine de ce repère est situé sur l'axe de symétrie du plancher inférieur de la veine, à une distance du col sonique de $389,5mm$. L'axe (OX) est l'axe longitudinal, positif dans le sens de l'écoulement. L'axe vertical (OY) est perpendiculaire au plancher, et enfin l'axe transversal (OZ) est tel que le repère est un repère direct (voir Fig. 2.2).

Ces coordonnées sont adimensionnées en fonction de l'interaction : les coordonnées longitudinales X et transversales Z sont adimensionnées par rapport à la longueur d'interaction L, et la position moyenne du pied du choc de séparation X_O :

$$X^* = \frac{X - X_O}{L}, \quad Z^* = \frac{Z}{L}$$

La zone d'interaction se trouve donc entre $X^* = 0$ et $X^* = 1$. Les coordonnées d'altitude seront adimensionnées par rapport à l'épaisseur de couche limite amont δ_0 :

$$Y^* = \frac{Y}{\delta_0}$$

Enfin le vecteur vitesse sera décomposé en trois composantes : la vitesse longitudinale sera notée u , la vitesse verticale v , et la vitesse transversale w .

2.2 Méthodes de mesure

2.2.1 Strioscopie

La strioscopie est une méthode de visualisation des écoulements non intrusive. Celle ci permet de mettre en évidence les inhomogénéités de densité d'un écoulement, et donc notamment de visualiser les zone turbulentes ou les chocs dans un écoulement. Les inhomogénéités de masse volumique dans un écoulement induisent des variations de l'indice de réfraction du milieu, déviant ainsi les rayons lumineux de leur trajectoire. Un rayon ne rencontrant aucune variation d'indice du milieu repassera donc exactement sur son chemin après réflexion sur le miroir sphérique. Un couteau, situé au point focal du système de strioscopique, coupe les rayons déviés, ce qui a pour effet de donner une sensibilité au gradient de densité. Sans présence de couteau, l'acquisition serait alors une ombroscopie, sensible au laplacien de densité.

Le montage utilisé ici est une strioscopie conique à double passage. Le montage est présenté Fig. 2.3. Dans notre configuration, la longueur focale du miroir est

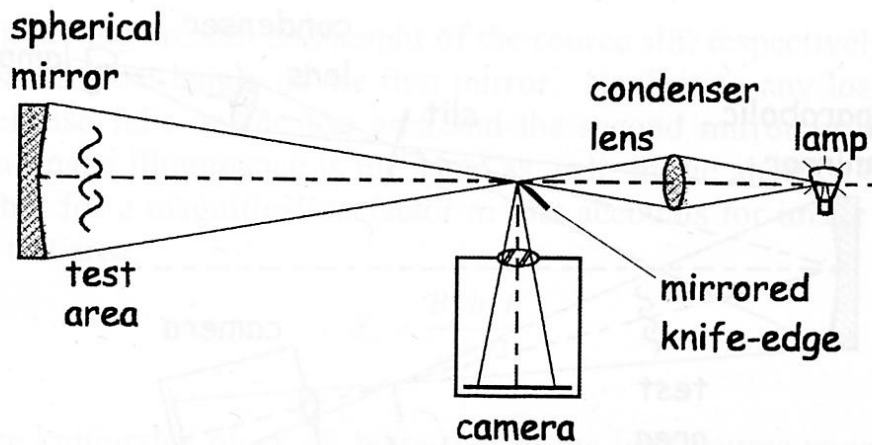


FIG. 2.3 – Schéma de principe de la strioscopie, tiré de [Settles \(2006\)](#)

de 2,5m. L'éclairage utilisé est un éclairage continu, donnant accès à des strioscopies "moyennées" suivant la vitesse d'obturation du récepteur (appareil photo) : l'écoulement n'est donc pas figé. L'image est enregistrée sur une pellicule photographique noir et blanc.

2.2.2 Véllocimétrie par Image de Particules (PIV)

2.2.2.1 Notions sur la PIV

La Véllocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) est une méthode optique de mesure de la vitesse devenue très répandue en mécanique des fluides, et généralement assez facile à mettre en œuvre. Cette technique permet d'accéder à un champ de vitesse instantané d'un écoulement, dans un plan d'étude, et donne donc une description spatiale de l'écoulement. L'approfondissement de cette technique a donné naissance à la stéréo-PIV, la dual-PIV, etc... et plus récemment la PIV tomographique, permettant d'accéder à un champ de vitesse dans un volume de mesure ([Scarano \(2006\)](#)).

L'utilisation de la PIV comme méthode de visualisation présente un très grand intérêt dans l'interaction étudiée ici. En effet, cette interaction a été largement documentée par le passé, sans pour autant avoir une vision globale de celle-ci. De nombreux schémas et interprétations nécessitaient une vérification spatiale, c'est-à-dire une vérification de l'organisation en 2-D ou 3-D. Par ailleurs, pour aller plus loin dans la compréhension de cette interaction, et notamment mettre

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

en évidence les liens entre les différentes parties instationnaires de l'interaction, la PIV semble être la méthode particulièrement indiquée pour ce travail. En effet la corrélation en deux points avec des méthodes telles que le fil chaud, l'ALD, ou encore les capteurs instationnaires de pression pariétales n'est pas impossible mais beaucoup plus laborieuse à mettre en oeuvre et à interpréter.

Cette méthode, basée sur le suivi de traceurs dans l'écoulement, est assez simple dans son principe : Localement, supposons qu'une particule, entre les instants t et $t + \Delta t$ se déplace de la position x à la position $x + \Delta x$. Sur cet intervalle de temps, sa vitesse moyenne sera donc :

$$\vec{V} = \frac{(\vec{x} + \vec{\Delta x}) - x}{(t + \Delta t) - t} = \frac{\vec{\Delta x}}{\Delta t}$$

L'écoulement étudié estensemencé de traceurs réfléchissant la lumière (particules de TiO_2 , Al_2O_3 , ZrO_2 , fumée d'encens, etc...). Ces traceurs sont illuminés par deux flash laser, séparés par un intervalle de temps adapté à l'écoulement étudié. Une caméra, couplée et synchronisée à ce laser, enregistre le champ éclairé par le laser à ces deux instants. Les deux images sont ensuite traitées pour remonter aux vecteurs vitesses : chaque image est segmentée en sous régions, appelées fenêtres. Pour chacune de ces fenêtres, on cherche à réaliser l'intercorrélation entre les deux régions : celle-ci, en son lieu maximal, nous donnera le déplacement le plus probable des motifs de la fenêtre. La PIV permet donc de remonter au champ de vitesse le plus probable à partir de deux images, séparées par un temps donné. En fonction de l'application, la taille de fenêtre et l'intervalle entre les deux flashes doivent être ajustés.

Un exemple d'image d'écoulementensemencé dans notre configuration est présenté Fig. 2.4(a).

Cette image est donc découpée en sous-cellules, ce qui permet de calculer la vitesse locale sur la zone considérée de l'écoulement. Un maillage type est représenté Fig. 2.4(b). L'intercorrélation, appliquée à une cellule d'interrogation, donne un résultat similaire à la figure Fig. 2.5.

Après que la fonction de corrélation ait été calculée, il est nécessaire de déterminer la position de son maximum. Comme cette fonction est représentée numériquement, le déplacement est obtenu au départ comme un nombre entier de pixels. Si on s'en tenait là, la précision serait ainsi très limitée. Par exemple, dans nos mesures, des valeurs typiques sont une résolution de 15 pixel/mm, et un $\Delta\tau = 1\mu s$, ce qui donne comme résolution, pour un déplacement d'une particule sur un pixel entier, une vitesse minimale mesurable de $66m.s^{-1}$. En réalité, on peut déterminer la position du maximum avec une résolution inférieure au pixel. Pour ce faire, on va interpoler entre les différentes valeurs entières de la fonction de corrélation. On commence par déterminer la position du maximum.

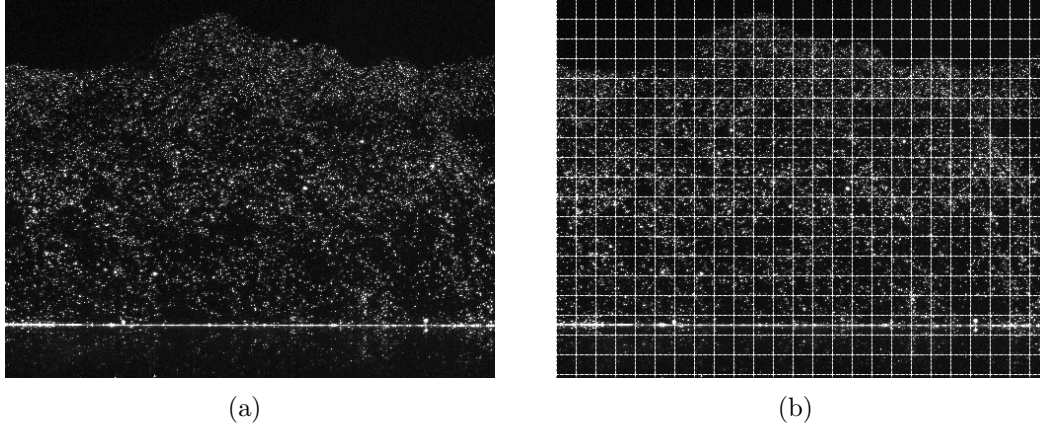


FIG. 2.4 – Exemple d’images PIV de traceurs dans notre écoulement (a), et découpages en cellule pour la corrélation (b)

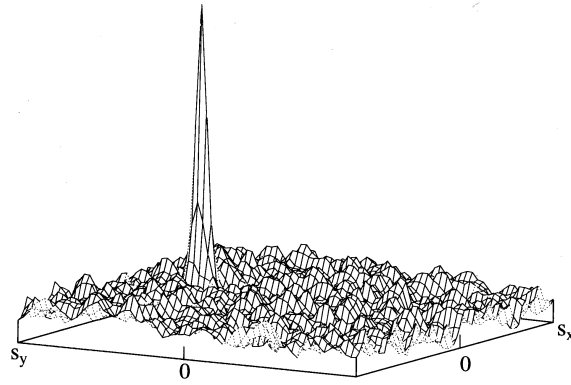


FIG. 2.5 – Pic type d’intercorrélation, tiré de [Raffel *et al.* \(2007\)](#)

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

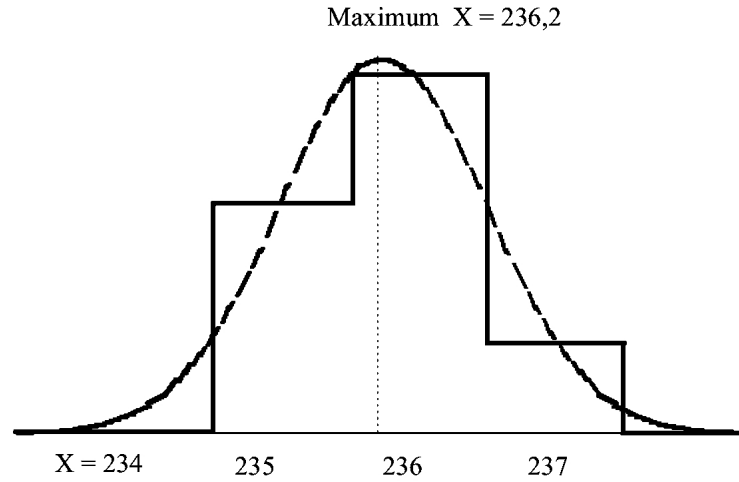


FIG. 2.6 – Illustration du raffinement de pic

On enregistre également les valeurs avoisinantes de cette fonction et à partir de ces éléments on détermine le maximum par interpolation. Une méthode couramment utilisée suppose que le pic correspondant au maximum de corrélation peut être décrit par une fonction de Gauss. Cette hypothèse est tout à fait justifiée. D'une part, la corrélation est relative à un ensemble d'images de traceurs. Dans la fenêtre analysée, ceux-ci n'ont pas exactement la même vitesse et l'on peut s'attendre à ce que la distribution soit proche d'une normale. De plus, les taches produites par la diffraction et correspondant aux images de particules ont elles-mêmes une distribution d'intensité Gaussienne. Le procédé utilisé est schématisé Fig. 2.6 sous forme d'une interpolation selon un axe. C'est donc une méthode similaire qui est utilisée via le logiciel *Flowmanager* de la société *Dantec*, appelée "subpixel refinement" (raffinement de pic), bien que les informations détaillées ne nous soient pas accessibles, car protégées par le fabricant du logiciel.

En réalité, on interpole selon deux directions. Dans cet exemple, on voit les valeurs discrètes obtenues sur 3 pixels. Nous supposons donc ici que le pic de corrélation couvre trois pixels. On va pouvoir écrire trois équations à trois inconnues qui permettront par leur résolution de déterminer les paramètres de la fonction de Gauss passant par ces points discrets. On peut ensuite déterminer la position du maximum avec une résolution de l'ordre du $1/10$ de pixel (Willert & Gharib (1991)).

Cette présentation des bases du calcul du déplacement des particules dans

une cellule PIV, et donc de la vitesse, est simplifiée. En réalité, ce calcul est plus complexe. La détermination du déplacement des particules se fait grâce à un processus itératif. Typiquement, si la cellule d'interrogation définie est de 32x32 pixels, un calcul préliminaire se fera sur une cellule plus grande, de 64x64 ou 128x128 pixels par exemple. Cela permettra au logiciel de déterminer d'une part un premier ordre de grandeur du champ de vitesse, et d'autre part de connaître les zones de fort gradient s'il y a lieu.

Ensuite, si la cellule d'interrogation reste stable dans l'espace, entre deux images, certaines particules seront entrées dans la boîte d'interrogation, tandis que d'autres en seront sorties. Grâce au calcul préliminaire, les itérations suivantes prendront en compte ce déplacement ainsi que la topologie de l'écoulement, et la cellule d'interrogation sera déplacée et déformée afin de garder le maximum de particules initialement présente dans la seconde fenêtre d'intercorrélation. La cellule "suivra" l'écoulement. Ce processus est appelé *fenêtres déformantes*.

Enfin, afin de minimiser l'erreur due aux particules entrantes et sortantes de la cellule, une pondération de cette cellule peut être effectuée, de façon à privilégier les particules au centre de la cellule d'intercorrélation.

Les mesures PIV dans la soufflerie supersonique sont réalisées en utilisant du matériel de la société *DANTEC* (Hub d'acquisition, caméras et logiciel de traitement des images) et en utilisant un laser *Solo II* de la société *New wave*. Le système PIV utilisé est le système *FlowMap system Hub*. La source laser est un laser Nd-Yag délivrant 30mJ par pulse, et dont la longueur d'onde est de 532nm. Les deux flash laser sont transformés en nappe grâce à l'utilisation de lentilles cylindriques. Ce type de laser permet de disposer de très brefs éclaircissements (5 à 10 ns environ) avec des écarts entre deux flashes pouvant être inférieurs à la microseconde, et peut assurer théoriquement une séquence d'éclaircissements répétés à une fréquence de 30 Hz. Les caméras d'acquisitions utilisées ici sont des caméras *Flowsense*, équipée de capteur CCD 1200x1600, à double buffer, permettant une cadence d'acquisition théorique de l'ordre de 15Hz avec une seule caméra, et 7Hz avec deux caméras. Ces caméras sont munies d'objectifs Nikon 60mm macro. Les images acquises sont d'abord stockées dans le système d'acquisition : celui-ci est équipé d'un système de disque dur en raid pouvant accueillir une contenance de 32Gb de données, représentant l'acquisition d'environ 20000 paires d'images. Par la suite, typiquement à la fin des expériences, les données sont déversées par liaison haut débit (Gigabytes) à l'ordinateur d'acquisition.

Les particules utilisées comme traceurs sont des particules de fumée d'encens. Ces particules sont issues de bâtonnets que l'on fait brûler dans une première chambre. La fumée ainsi produite passe dans une seconde chambre, appelée chambre de décantation, afin de ne sélectionner que les plus petites particules. Enfin, cette fumée est envoyée dans notre écoulement, grâce à un système d'injection pariétale située

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

en amont du col sonique. Les particules sont donc injectées à la paroi. Du fait que les expériences sont réalisées en dépression (pression génératrice < 1 atm), les particules sont aspirées naturellement dans la soufflerie, et leur débit est réglé grâce à un débitmètre placé en amont du système.

Ce système d'ensemencement est basé sur le système utilisé par le groupe supersonique de l'IUSTI pour les mesures LDA ([Elena & Lacharme \(1988\)](#)), à quelques modifications près :

- les mesures LDA ne nécessitaient qu'un seul injecteur pariétal. Dans le cas des mesures PIV, notamment par plans horizontaux, ce système a dû être modifié afin d'ensemencer dans toutes l'envergure de la veine. A cette fin, 9 injecteurs pariétaux sont disponibles, placés en envergure et séparés entre eux de 1cm. Lors de mesures, on peut donc choisir le nombre d'injecteurs que l'on désire utiliser et leur répartition.
- L'optimisation de la chambre de décantation qui permet de mieux filtrer les grosses particules, ainsi que sa modification pour permettre d'alimenter les 9 injecteurs si besoin.

La qualité de l'ensemencement est, comme pour la LDA, primordiale pour la qualité de nos mesures. Les particules se doivent de suivre l'écoulement sans induire d'effets de traînée trop importants. La dynamique des particules sphériques en mouvement dans les écoulements est largement étudiée depuis Stokes à travers la résolution de l'équation du mouvement d'une particule :

$$\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \frac{1}{2} \rho (\vec{U}_p - \vec{U}_f)^2$$

$$\text{avec } C_D = \frac{24}{R_p} \text{ et } R_p = \frac{\rho d_p |\vec{U}_p - \vec{U}_f|}{\mu}.$$

Il vient alors

$$|(\vec{U}_p - \vec{U}_f)| = C \exp^{\frac{-18\mu}{\rho_p d_p^2} t}$$

où \vec{U}_p , ρ_p , d_p sont respectivement la vitesse, la masse volumique et la densité des particules, \vec{U}_f et μ la vitesse et la viscosité moléculaire du fluide, et R_p le nombre de Reynolds relatif (effets d'inertie).

En revanche, leur comportement aux vitesses plus élevées apparaît plus difficile à analyser, les lois de Stokes n'étant valables qu'en régime continu et pour $R_p < 1$. Dans ces écoulements, comme notre interaction, la vitesse relative ($\vec{U}_p - \vec{U}_f$) entre l'écoulement et la particule peut être élevée et dans le cas d'écoulements avec chocs, les particules sont soumises à des gradients de pression qui peuvent avoir une influence significative sur leur mouvement et avoir une conséquence directe

sur la qualité des traceurs et l'homogénéité de l'ensemencement. Pour ce qui est de notre interaction, une précédente étude (Tedeschi *et al.* (1999)), basée sur la comparaison de la traînée de particules d'encens ($d_p \approx 1\mu m$, $\rho_p \approx 800kg.m^{-3}$) mesurée avec une expression modifiée de la traînée fonction de la plupart des paramètres cités, menait à la détermination de la longueur de relaxation de la particule à la traversée d'un choc oblique. A une distance de 5 mm en aval du choc, la vitesse de la particule atteint 95% de la vitesse longitudinale de l'écoulement, soit une fréquence de relaxation d'environ 100 kHz. Les mêmes auteurs réalisèrent plusieurs simulations numériques, faisant varier le diamètre de la particule utilisé, et montrant par là-même l'influence de ce paramètre sur le temps de réponse et la fréquence de relaxation de ces particules.

De nouvelles mesures ont été réalisées, utilisant le système PIV actuel ainsi que la chambre de décantation optimisée.

Les résultats à la traversée d'un choc oblique, pour une pression génératrice de 0.5 atm, sont visibles sur la Fig. 2.7, et ont été comparés aux simulations de Tedeschi *et al.* (1999). Une constante de temps de $4,55\mu s$ en a été déduite, soit une fréquence de relaxation d'environ 200 kHz, ce qui correspond à une particule d'un diamètre de $0,5\mu m$. Les particules d'encens utilisées dans nos expériences peuvent donc être considérées comme des traceurs suivant bien l'écoulement.

2.2.2.2 Montage expérimental de la PIV par plans horizontaux

Ce montage est le premier montage utilisé dans la soufflerie supersonique de l'IUSTI. Ce montage, où la nappe laser est parallèle à la paroi, présente l'avantage de pouvoir observer l'aspect tridimensionnel de l'interaction, en regardant son organisation selon l'axe transversal. Ce montage a été utilisé ici dans deux configurations : pour de la PIV bidimensionnelle dans une première partie, puis par PIV stéréoscopique dans une seconde partie.

PIV deux composantes (PIV 2D) : Le montage PIV 2D est schématisé Fig. 2.8 et une vue en conditions expérimentales est présentée Fig. 2.9.

Le plan laser est choisi parallèle à la paroi et la superposition des faisceaux laser des deux cavités est vérifiée. Pour des raisons d'encombrement dû à la présence du générateur de choc, un accès optique normal à la nappe laser est difficilement envisageable. La caméra est donc positionnée de façon à avoir un champ d'observation de $100mm$ par $80mm$ environ, et une surface de mesure vue sous un angle de 30° avec le plan parallèle à la paroi. Dans ces conditions l'image acquise de la nappe laser est déformée car la caméra n'est pas perpendiculaire au plan de mesure, horizontal. Or lors d'une mise au point avec un appareil photographique rigide, tous les objets qui sont à la même distance perpendiculaire au plan du film sont nets en même temps. Le plan film et le plan de l'objectif sont parallèles

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

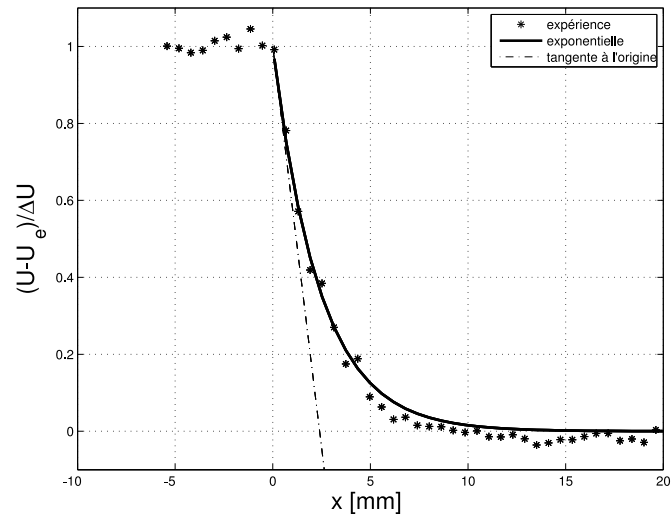


FIG. 2.7 – Mesure par PIV de la vitesse longitudinale à travers un choc oblique

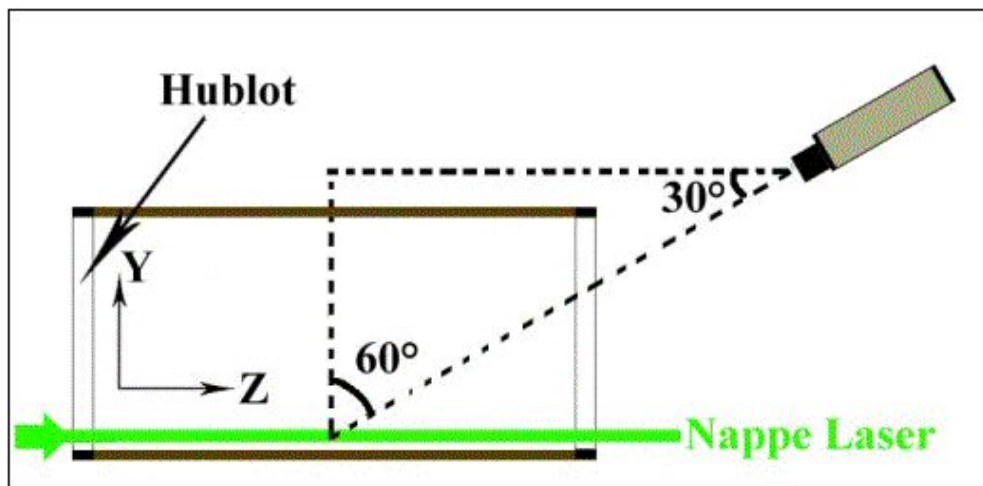


FIG. 2.8 – Schématisation du montage PIV 2D par plans horizontaux

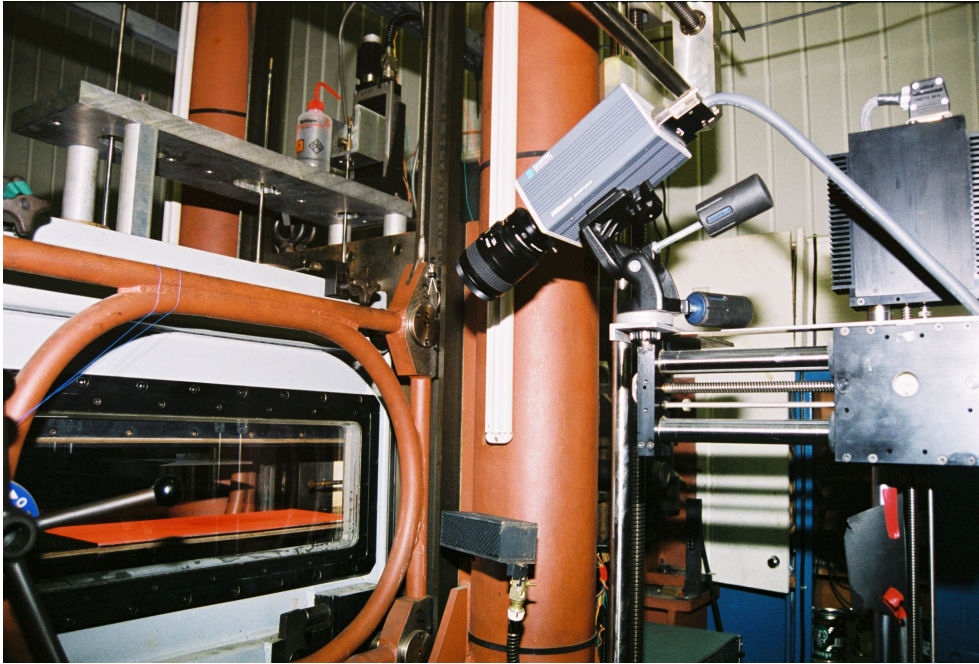


FIG. 2.9 – Installation sur la soufflerie du montage PIV 2D par plans horizontaux.

et le plan du sujet doit, pour être net, être parallèle à ces deux plans. Dans cette configuration, l'image obtenue n'est donc pas nette.

Pour résoudre ce problème, un module de Scheimpflug a été mis en place. Celui-ci répond à deux règles optiques connues sous le nom de *règles de Scheimpflug*. La première est la règle de Scheimpflug Hinge. Elle dit que pour obtenir une mise au point uniforme de l'image, il faut que le plan objet, le plan focal et le plan CCD convergent en une droite fixe de l'espace, la ligne de Hinge. Connaissant la focale et la distance de la lentille au plan objet, on détermine l'angle que doit faire la plan lentille et le plan CCD pour obéir à cette règle.

On obtient alors une mise au point uniforme de la photo. Il faut ensuite remplir la deuxième condition de Scheimpflug pour avoir une image nette. Le plan du CCD, le plan de netteté maximale et le plan de l'objectif doivent se couper en une même ligne. Pratiquement, on réglera de façon classique la mise au point de l'objectif. (Fig. 2.10)

Dans ces conditions expérimentales, on obtient alors une image nette mais déformée. Un processus de calibration préalable, en utilisant une grille calibrée connue par le logiciel, permet de redresser l'image. Mais cette configuration ne permet de ne résoudre que la seule composante longitudinale instantanément. La seconde composante mesurée est en fait un mélange de la vitesse verticale et trans-

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

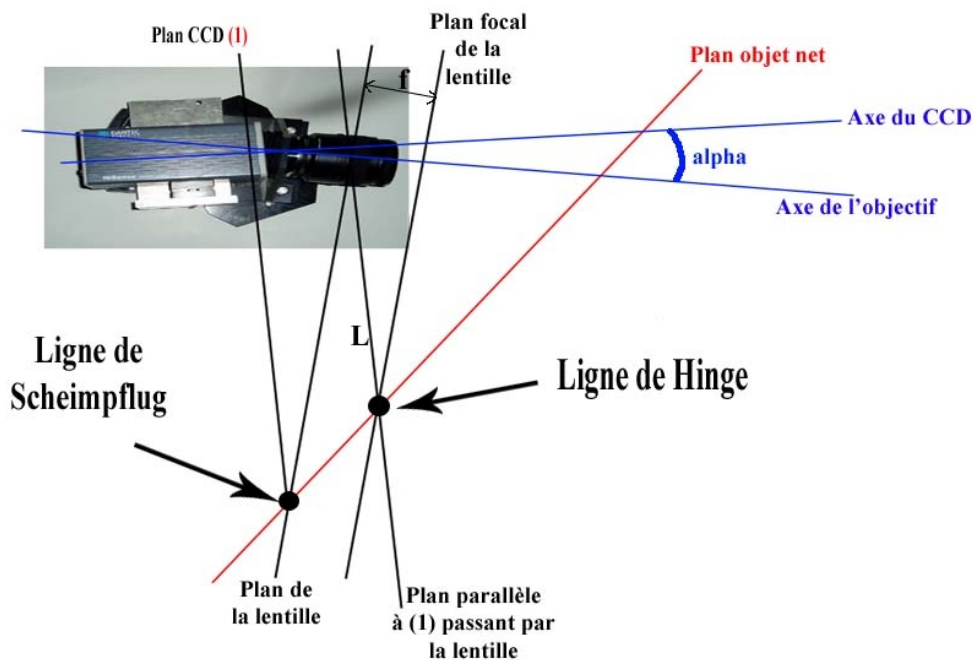


FIG. 2.10 – Illustration des règles de Scheimpflug

versale. Pour pallier ce problème, et afin d'avoir une première idée de la structure tridimensionnelle de l'interaction, une hypothèse de symétrie a été appliquée au champ moyen (Ashraf (2004); Dupont *et al.* (2004), Haddad (2005)).

En effet, des mesures antérieures de pression statique en envergure de la soufflerie (Laurent (1996)) suggèrent une répartition symétrique de la pression à différentes sections de l'interaction, 50 mm de part et d'autre de l'axe médian. Ces mesures correspondent au cas $\theta = 8^\circ$ avec chauffage pariétal, semblable au cas $\theta = 9.5^\circ$ adiabatique (Haddad (2005)). A partir de ces résultats, une méthode basée sur la symétrie de l'écoulement permet la résolution des composantes moyennes. Cette hypothèse est appelé *mirroring*. Elle ne sera utilisée que pour avoir des résultats qualitatifs sur l'interaction. L'installation, par la suite (en mars 2008), d'un système PIV stéréoscopique a permis de nous affranchir de cette hypothèse sur le champ moyen, en résolvant instantanément les 3 composantes de la vitesse.

PIV trois composantes (PIV 3D) : Le principe de la PIV stéréoscopique est simple. On utilise deux caméras qui photographient le même écoulement au même instant. Chacune d'elles permet d'obtenir un champ de vitesse à deux composantes dans le plan de mesure. Ces deux champs de vitesse mesurés sont les projections du champ de vitesse réel à trois composantes sur les deux plans des

capteurs des caméras. Si ces deux plans ne sont pas parallèles, il est possible par stéréovision de remonter au champ original à trois composantes. La qualité du résultat sera d'autant meilleure que l'angle entre ces deux plans est proche de 90° . Une première difficulté liée à la reconstruction du champ de vitesse est

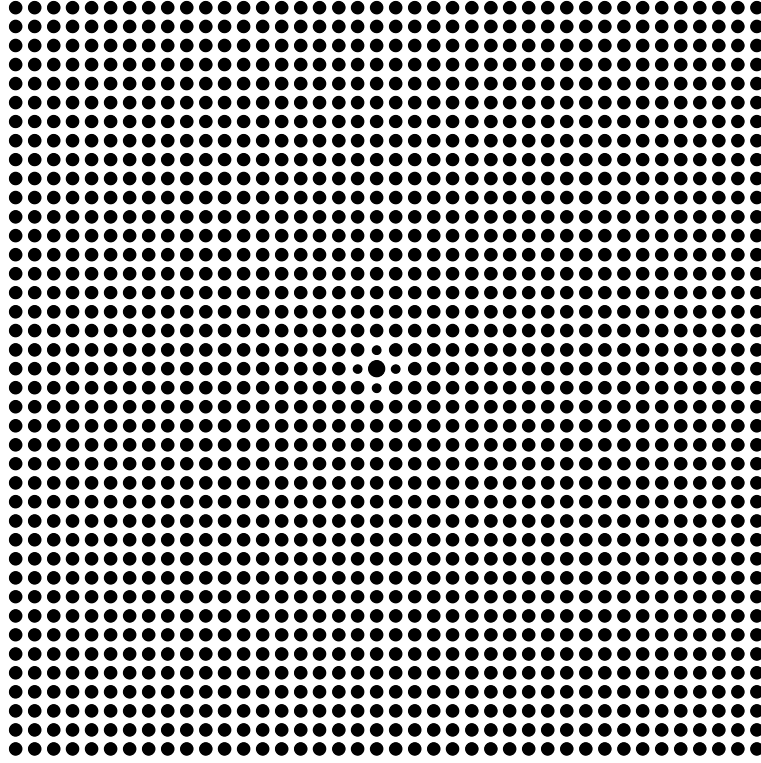


FIG. 2.11 – Grille de calibration PIV

de faire se correspondre entre les deux champs 2D issus de chaque caméra les vecteurs correspondant au même déplacement dans l'espace physique. Ensuite, la seconde difficulté est de réaliser la projection inverse. Théoriquement, cela est possible en connaissant tous les paramètres du montage expérimental : distance entre les caméras, angle et distance du plan capteur à la zone d'essai, etc... Mais cela demanderait de connaître ces données avec une très grande précision, difficile à obtenir en pratique. La solution la plus courante, et utilisée ici par le logiciel *FlowManager*, est d'utiliser une grille de calibration. Sur cette grille se trouve un motif donnant l'échelle spatiale ainsi que l'axe du repère d'étude (Fig 2.11). Cette grille est prise en photo par nos deux caméras, et le logiciel de dépouillement PIV grâce à cette grille, est alors capable de connaître précisément les matrices de passage du plan physique au plan capteur pour chaque caméra.

Le montage PIV3D est schématisé Fig. 2.12(a) et Fig. 2.12.

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

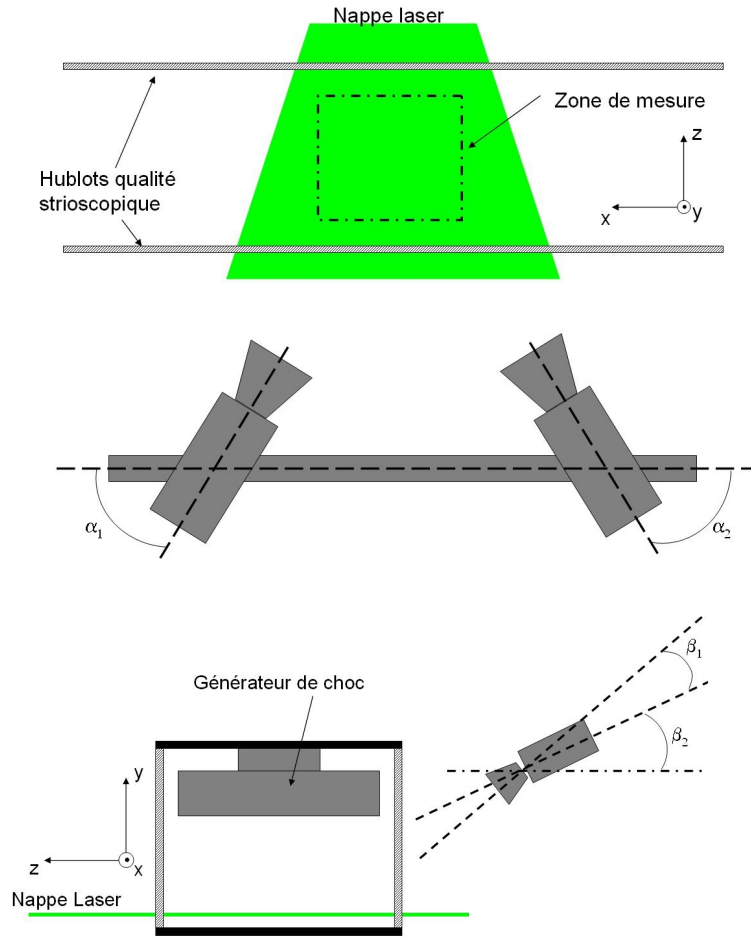


FIG. 2.12 – Schématisation du système PIV 3D ; Vue de haut (a), Vue de profil (b)

Tout comme pour la PIV bidimensionnelle à une caméra, l'utilisation de Scheimpflug est nécessaire afin d'obtenir une mise au point nette sur l'ensemble de la zone de mesure. La distance entre les deux capteurs des caméras est d'environ $300mm$, les angles α_1 et α_2 sont sensiblement les mêmes, et égaux à 24° . L'angle β_1 vaut 10° et l'angle β_2 32° . On voit donc que les angles de nos caméras α_1 et α_2 sont inférieurs au 45° recommandés, et ceci est dû à des contraintes d'encombrement de la soufflerie. Augmenter l'angle de chaque caméra en gardant le même champ de vision revient à écarter les caméras, ce qui était impossible dans notre configuration expérimentale.

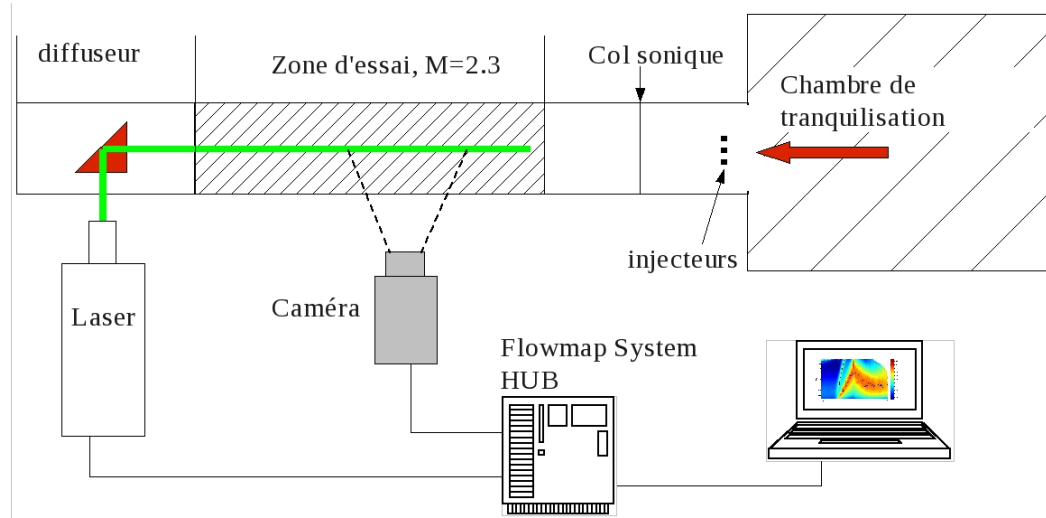


FIG. 2.13 – Schématisation du système PIV 2D

2.2.2.3 Montage expérimental de la PIV par plans verticaux

Le principe de la PIV par plans verticaux est sensiblement le même que décrit précédemment. Dans ce cas, la nappe laser est perpendiculaire à la paroi, et les mesures sont réalisées sur l'axe de la veine de la soufflerie. Tout comme pour le cas des plans horizontaux où la caméra ne pouvait regarder l'écoulement directement par dessus, en raison de la présence du générateur de choc au plafond de la soufflerie, il est impossible d'éclairer la zone de test directement par le plafond. La seule solution viable est alors d'éclairer la zone de mesure par l'aval de l'écoulement. Les accès optiques ont dû ainsi être créés afin d'une part de laisser passer le laser par le diffuseur, et d'autre part de renvoyer la nappe en direction de la zone de mesure. Pour ce faire, un hublot a été placé au niveau du diffuseur, et enfin un prisme a été fixé à la paroi de celui-ci (voir Fig 2.13).

Dans ce cas, seul un injecteur est utilisé, avec, pour certaines configurations, l'utilisation de deux autres injecteurs supplémentaires, directement voisins de l'injecteur central. Cela assure un bon ensemencement en couche limite jusqu'à une hauteur de $y/\delta_0 \approx 0.9$. Au dessus de cette limite, comme l'injection des traceurs est faite de manière pariétale, l'ensemencement devient de plus en plus intermittent, et la validation baisse nettement. Les quantités moyennes n'en sont pas trop affectées, mais les quantités turbulentes deviennent alors inexploitable car trop fortement erronées. Dans l'interaction, grâce au gonflement de la couche limite à ce niveau, toute l'interaction est bien ensemencée.

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

2.2.3 Traitement des images PIV

Avant d'effectuer le calcul d'intercorrélation décrit au § 2.2.2.2, il est nécessaire tout d'abord de débruiter les images acquises. En effet, il se trouve sur ces images de nombreux défauts qui peuvent nuire à l'efficacité de la corrélation : bruit de fond, réflexions parasites, dépôts d'encens, zones en dehors de la zone de mesure, nonensemencées, etc... Tout d'abord, afin de retirer le bruit de fond, une image moyenne des particules est retirée. Cette image est la moyenne de toute ou partie des images acquises : seule les réflexions et les dépôts de particules apparaissent alors sur cette image. La soustraction de cette image moyenne à l'image d'acquisition instantanée permet donc de s'affranchir de la plupart des problèmes de réflexions. Pour les quelques réflexions restantes, et enfin pour les zones de non-intérêt, un masque est défini, de telle sorte que ces zones sont transformées en zones sans informations (niveau de gris uniforme). A partir de ce moment, les images peuvent être traitées. Le processus est un processus itératif tel que décrit au § 2.2.2.2.

PIV en plans horizontaux 2D :

Dans ce cas l'image est d'abord redressée afin d'obtenir une image de l'écoulement non déformée. Ensuite, cette image est divisée en cellules d'interrogation 32x32 pixels. Une pondération gaussienne de ces cellules réduit cette taille à une taille effective finale de 16x16 pixels. Le processus est fait de manière itérative, avec une seule itération et donc une cellule de départ de 64x64 pixels. Le module de raffinement de pic est utilisé, ainsi que les fenêtres déformantes. Enfin, il existe un recouvrement de 50% entre les cellules. A la fin de ce processus, certains vecteurs ne sont tout de même pas significatifs de notre écoulement, et doivent être rejetés afin d'éviter tout biais de mesure. Afin de détecter ces vecteurs, un critère de continuité avec l'entourage est appliqué d'une part (*local neighbourhood validation*). D'autre part, une validation de la norme de chaque composante de la vitesse est utilisée : la norme du vecteur vitesse en un point, sa composante transversale et longitudinale doivent être compris dans un intervalle défini par l'utilisateur (*range validation*). Cette dernière méthode a une efficacité limitée : étant donné qu'elle n'est appliquée que globalement, on voit que dans des écoulements à fort gradient de vitesse, avec zone de recirculation, ces bornes seront très lâches. Pour pallier ce problème, un nouveau filtrage a été rajouté (*filtrage à n_σ*).

Ce filtrage est très simple. Dans un premier temps on calcule la moyenne du champ de vecteurs, ainsi que les écarts types résultants, sur un nombre significatif de réalisations. Puis, en chaque point du champ, on définit les bornes de la vitesse locale comme étant la vitesse moyenne à \pm trois écarts types σ :

$$\begin{aligned} U_i - 3\sigma_{U_i} &\leq u_i \leq U_i + 3\sigma_{U_i} \\ V_i - 3\sigma_{V_i} &\leq v_i \leq V_i + 3\sigma_{V_i} \end{aligned}$$

PIV en plans horizontaux 3D :

Dans ce processus, l'image n'est pas redressée directement. En effet, le logiciel *FlowManager* reconstruit le champ tridimensionnel en prenant les deux champs de vecteurs calculés dans l'espace physique non redressé. Or le calcul de la corrélation n'est pas fait dans des cellules adaptées à la déformation de l'image, afin de conserver une surface identique entre cellules, mais dans des cellules géométriquement identiques.

Cela induit que, physiquement, la corrélation n'est pas faite à taille de cellule constante, posant par là-même des problèmes sur les critères de validation à utiliser pour cette corrélation. Une méthode pour s'affranchir de ce problème a été cherchée. Une solution serait de faire la reconstruction 3D nous même. Cette méthode n'as pu être mise en place dans le cadre de ce travail de thèse, et nous avons donc décidé de nous en tenir au calcul tel que le fait *FlowManager*. La cellule d'intercorrélation est donc de 32x32 pixels, avec un recouvrement de 75% entre cellules, un processus itératif à deux itérations, et une pondération gaussienne de la cellule donnant une cellule effective finale de 16x16 pixels. Tous les critères de validation sont ensuite appliqués à chaque caméra, excepté la validation de domaine, dont les bornes sont trop délicates à définir dans ce champ déformé. Par la suite, la reconstruction tridimensionnelle peut avoir lieu.

PIV en plans verticaux :

Ce cas est le plus simple, car l'image n'est pas déformée à l'acquisition. Afin de raffiner les gradients en couche limite, des cellules rectangulaires sont utilisées, de taille 32x16, avec recouvrement entre elles de 75% et une seule itération. Une pondération gaussienne est appliquée, donnant une taille de cellule effective de 16x8. Lors d'acquisitions standard, c'est à dire englobant la totalité de l'interaction, nous avons un champ de vision utile de 100mm x 20mm. La taille de la cellule dans l'espace est donc de 1,5mm x 1mm. Les critères de validations classiques sont ensuite appliqués.

Reconstruction des données manquantes

Dans le cas des plans PIV, l'exploitation des champs instantanés s'avérait fort intéressante pour la description du bulbe décollé. Après les différentes étapes de validation décrites plus haut, un certain nombre de vecteurs étaient toutefois rejetés, introduisant des zones sans informations sur les champs instantanés. Si cela n'est pas très important pour le calcul de détecteurs intégraux ou de l'analyse globale de la topologie de l'interaction, ces "trous" dans les champs peuvent être plus gênants lors du calcul de certaines quantités. Il a donc été nécessaire de trouver une approche plus physique qu'une simple interpolation des données pour la reconstruction de ces champs. Le choix s'est porté sur la *décomposition orthogonale aux valeurs propres* (POD).

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

La POD est une technique d'analyse de données, qui permet d'approximer un système de dimension élevée par un autre de dimension nettement plus faible. Cette méthode est une procédure linéaire, qui consiste à déterminer une base de modes propres orthogonaux. Ces modes propres sont obtenus par résolution d'une équation construite à partir d'un ensemble de données provenant, dans notre cas, d'expériences. On peut montrer que ces fonctions propres sont optimales au sens de la représentation énergétique, ce qui nous permet d'espérer pouvoir les utiliser pour construire un modèle réduit de dynamique d'un système physique quelconque.

La POD peut donc être utilisée comme un outil d'analyse de données (voir par exemple [Adrian *et al.* \(1996\)](#) sur les structures cohérentes dans les écoulements turbulents) ou comme un outil de reconstruction de données. Notre utilisation sera la seconde : l'utilisation de la POD pour reconstruire les trous sur les champs instantanés PIV. Afin d'avoir une bonne estimation du signal, il est nécessaire d'effectuer cette POD sur un nombre important de champs, typiquement au minimum 500. Le signal est recréé en utilisant un nombre important de modes, et seules les zones non validées par les différents algorithmes PIV sont remplacées par le signal POD. La technique de POD utilisée ici est décrite en annexe [A.2](#), développée au sein du groupe par [Agostini \(2008\)](#), qui en a étudié sa faisabilité ainsi que son application à notre écoulement.

Cette méthode sera donc utilisée dans les cas de l'exploitation de champs PIV instantanés verticaux (comme pour le calcul de la ligne d'isodébit nul par exemple, voir § [4.2.2.1](#)), ainsi que dans le cas des champs PIV stéréo horizontaux. En effet, dans ce dernier cas, la validation sur chaque champ moyen issu de chaque caméra est largement satisfaisante, environ 90% des vecteurs sont validés. Mais lors de la reconstruction 3D, l'algorithme PIV du logiciel *FlowManager* prend chaque image instantanée de chaque caméra, et reconstruit le champs 3D en utilisant la calibration préalablement définie. Il est apparu alors, pour le champ moyen 3d final, que la validation était très mauvaise, atteignant difficilement les 30%! En pratique, on a vu que dans le cas de la PIV 3D, le logiciel calcule, avant reconstruction tridimensionnelle, le champ de vitesse intermédiaire sur chaque caméra. La reconstruction tridimensionnelle occasionne donc la projection de ces vecteurs vitesse sur une grille correspondant à l'espace réel. En pratique, cette grille n'a aucun lien avec les grilles des champs intermédiaires, et donc le vecteur final en un point est calculé par pondération des vecteurs avoisinant ce point dans les champs intermédiaires. Si un seul vecteur intermédiaire est non validé, le vecteur final sera lui aussi non validé, et cela entraîne donc une perte de validation drastique. L'interpolation par POD permet d'obtenir des valeurs dans les zones non validées, et ainsi de mener à bien les traitements PIV.

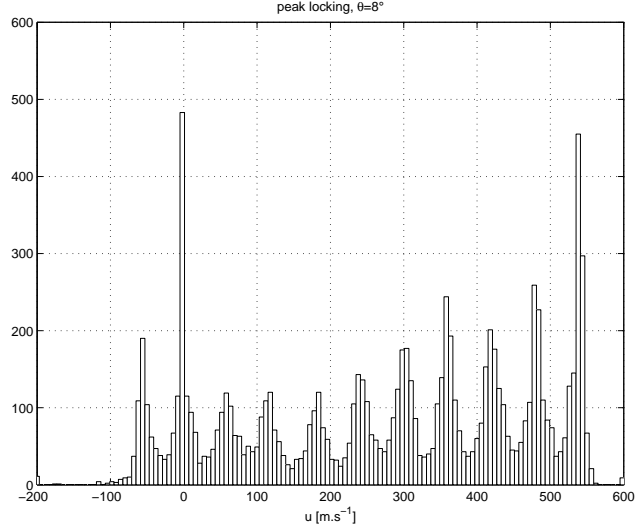


FIG. 2.14 – Phénomène de peak locking sur les mesures

2.2.4 Validation des mesures PIV

2.2.4.1 Le phénomène de peak locking

Le phénomène de peak locking est un phénomène important en PIV, il est une source importante d'erreurs de mesure. Ce phénomène se produit lorsque la tache de diffraction des particules enregistrée par la caméra ne couvre plus plusieurs pixels, mais un seul. Cela peut être dû, par exemple, à la puissance du laser, ou du moins la puissance réfléchiée par les traceurs, qui n'est pas suffisante. L'algorithme de raffinement de pic, décrit au § 2.2.2.1, est alors inefficace, et la précision des mesures n'est plus de 0.1 pixels de déplacement, mais de 1 pixel : on parle alors de phénomène de *blocage de pic* ou *peak locking*. Ce phénomène a été observé sur nos mesures par plans verticaux, comme le suggère la Fig. 2.14. Cette figure représente l'histogramme de vitesse longitudinale sur un champ instantané à 9.5° , couvrant ainsi un éventail de vitesse allant de -100m.s^{-1} à 550m.s^{-1} , mais discrétisé par pas de 60m.s^{-1} . Cependant les mesures ne sont pas entièrement biaisées, on voit que de l'information est contenue entre deux pics consécutifs.

Avant d'exploiter ces mesures, il convient donc d'une part de trouver l'origine de ce phénomène qui n'apparaissait pas lors de précédentes mesures par plans horizontaux, de quantifier l'impact de ce peak-locking sur nos mesures, notamment sur la description des quantités turbulentes très sensibles à ce phénomène, et enfin de voir par quel moyen l'on peut s'en affranchir.

L'origine de ce phénomène est assez simple. Dans notre configuration, nous uti-

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

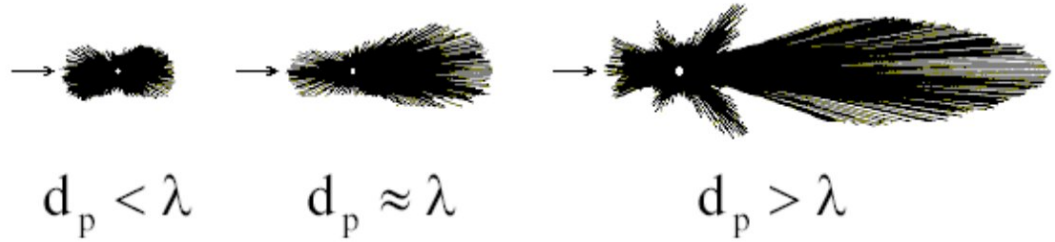


FIG. 2.15 – Différents mode de diffusion de la lumière dans la théorie de Lorentz-Mie

lisons un laser de puissance modérée, de 30mJ/pulse, éclairant des particules submicroniques. Dans une telle configuration, la diffusion des particules se fait par diffusion dite *diffusion de Mie*. Ce mode de diffusion est relatif aux particules sphériques dont le diamètre est proche de la longueur d'onde de la lumière à laquelle la particule est soumise. Ce mode de diffusion, dépendant du diamètre de la particule, peut être résumé par le schéma présenté Fig. 2.15, où d_p est le diamètre des particules et λ la longueur d'onde du laser. On voit donc que la direction de la lumière diffusée est fortement corrélée à la position de la source lumineuse d'une part et au diamètre des particules utilisées.

Dans nos expériences, les particules d'encens ont des dimensions proches de la longueur d'onde du laser (voir § 2.2.2.1). Nous sommes donc dans un mode où la diffusion avant ne posera aucun problème, mais où la diffusion latérale sera faible en comparaison. Cela explique la faible lumière reçue par les caméras dans la configuration plans verticaux, et l'apparition du phénomène de peak locking.

2.2.4.2 Validation des mesures en couche limite amont

La validation des mesures PIV en couche limite amont présente plusieurs intérêts. Tout d'abord, c'est en couche limite amont que les gradients de vitesses sont les plus élevés, notamment dans la partie basse de la couche limite. Si notre système PIV est apte à bien prendre en compte ces forts gradients, la description de l'interaction ne devrait donc pas poser problème. Ensuite, de nombreuses mesures sont accessibles, réalisées précédemment sur le même écoulement, par diverses méthodes : pitot, fil chaud, anémométrie Laser Doppler. Leur comparaison sera fort utile. Enfin, il existe différents modèles théoriques ou empiriques de représentation des profils de vitesses et d'intensités de turbulence en couche limite qui nous permettront de vérifier leur qualité.

Représentation de van Driest

L'étude des couches limites turbulentes et compressibles se développant sur une paroi athermane sans gradient de pression longitudinal a mis en évidence la présence près de la paroi d'une région où le frottement turbulent est constant et égal au frottement pariétal. Si nous supposons une modélisation de type longueur de mélange pour le frottement turbulent, on a alors :

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{dU}{dy} \right)^2$$

avec l longueur de mélange. Le frottement pariétal est défini de la sorte :

$$\tau_w = \rho_w U_\tau^2$$

Dans la zone où ces deux quantités sont égales, nous avons :

$$\rho l^2 \left(\frac{dU}{dy} \right)^2 = \rho_w U_\tau^2$$

Ce qui nous donne :

$$\sqrt{\frac{\rho}{\rho_w}} \frac{dU}{dy} = \frac{U_\tau}{l} \text{ et dans la zone d'équilibre } l = \chi y$$

En intégrant cette expression, on obtient alors la **transformation de Van Driest** (Van Driest (1951)) :

$$U^+ = \frac{1}{\chi} \ln y^+ + C$$

$$\text{avec } U^+ = \frac{\hat{U}}{U_\tau},$$

$$\hat{U} = \int_0^U \left(\frac{\rho}{\rho_w} \right)^{1/2} du$$

$$\text{et } y^+ = \frac{y U_\tau}{\nu}$$

Cette représentation de la vitesse tient donc compte des variations de densités, et permet de déterminer, via la loi logarithmique, la vitesse et le coefficient de frottement de notre écoulement. La vitesse de frottement est déduite par ajustement des profils adimensionnés sur la loi logarithmique de paroi, avec les valeurs classiques $\chi = 0,41$ et $C = 5,25$ (Deleuze (1995), Deleuze & Elena (1996)), entre $y^+ = 30$ et $y^+ = 150$. Dans nos expériences, une bonne concordance des données entre mesures PIV et LDA est observée dans cette zone logarithmique, avec une

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

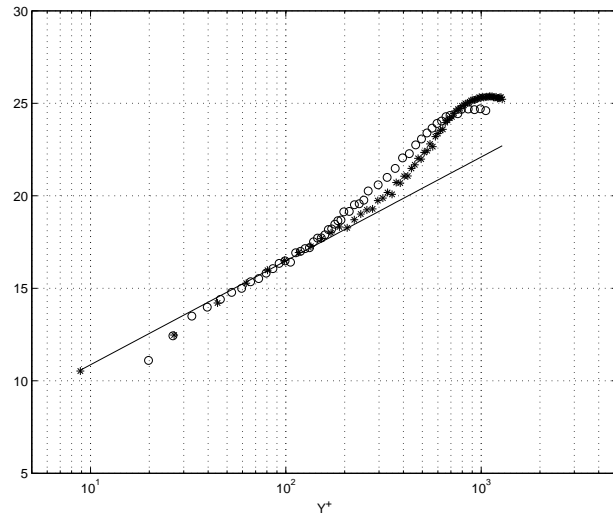


FIG. 2.16 – Comparaison PIV/LDA d'un profil de couche limite en représentation de Van Driest.

○ : LDA, * : PIV.

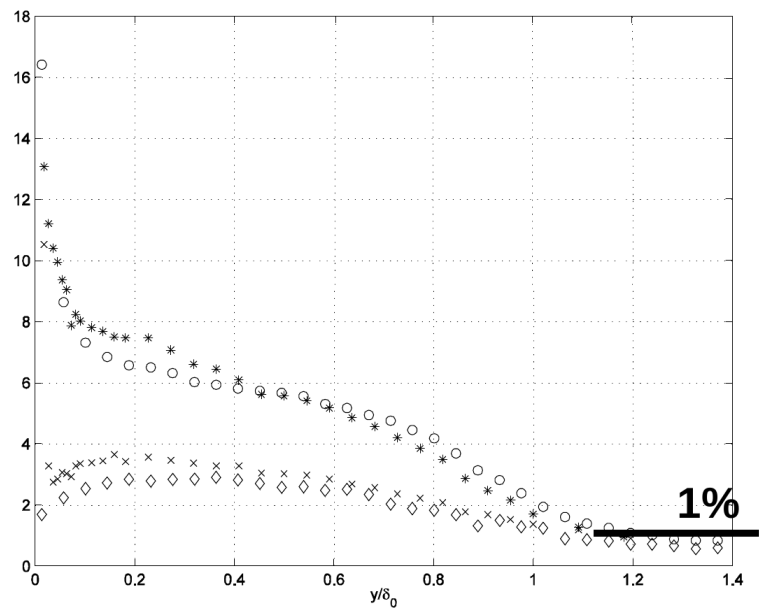


FIG. 2.17 – Profil des tensions de Reynolds en couche limite obtenue par PIV (Représentaion de Morkovin).

○ : u'/U_∞ (PIV), * : u'/U_∞ (LDA), ◇ : v'/U_∞ (PIV), × : v'/U_∞ (LDA)

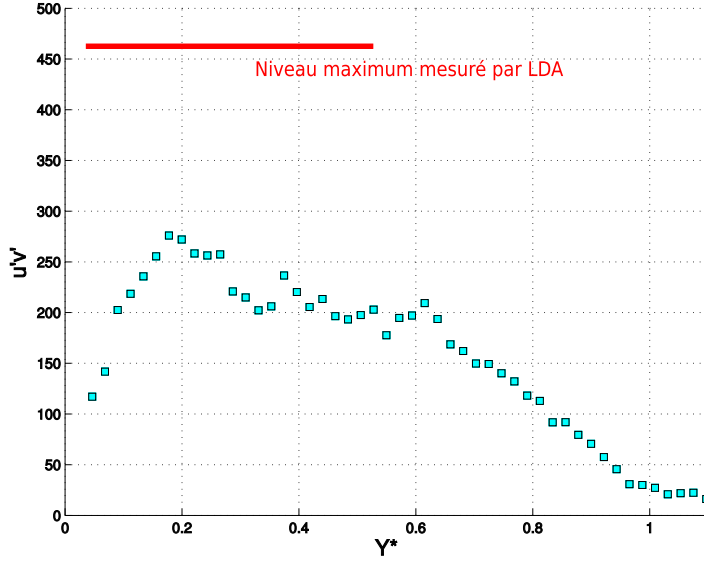


FIG. 2.18 – Tensions de cisaillement issues de mesures PIV.

valeur de $U_\tau = 25,1 m.s^{-1}$, soit un coefficient de frottement $C_f = 2,06 \times 10^{-3}$ (Fig 2.16).

Les intensités de turbulence des fluctuations de vitesses sont comparées Fig. 2.17 et Fig. 2.18. Un bon accord est trouvé entre les mesures PIV et LDA pour la variance des fluctuations de vitesses longitudinales. La précision est moindre quant à la variance des fluctuations de vitesses verticales, avec une différence d'environ 10%. En ce qui concerne la mesure de la tension de cisaillement, les mesures montrent un très fort biais, avec des erreurs atteignant jusqu'à 35%. Ces problèmes ont été imputés sur la présence de peak-locking dans nos mesures et dans la configuration utilisée (plans verticaux).

Pour remédier à ce problème, et étant donné que nous n'avons pas la possibilité de changer de laser pour un laser plus puissant, la seule solution était de décrire plus précisément la zone de mesure, en réduisant les champs de vision des caméras. Plusieurs essais ont été nécessaires, où l'on approchait progressivement la caméra du plan de mesure. De cette manière nous avons alors une meilleure description spatiale du champ acquis. Afin de garder un bon fonctionnement de l'algorithme PIV de *DANTEC*, il a de plus été nécessaire d'augmenter la densité en particules d'encens injectées. Pour ce faire, le débit d'encens a légèrement été augmenté,

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

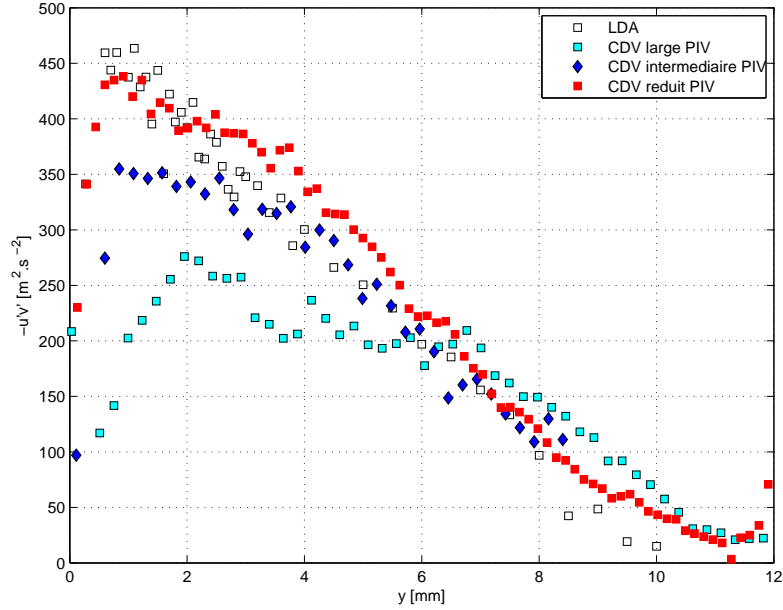


FIG. 2.19 – Tensions de cisaillement pour différents champs de vision (CDV)

et l'ensemencement ne s'est plus fait à travers le seul injecteur central, mais à travers trois injecteurs, le central et ses deux voisins.

Pour résumer ce travail, la Fig. 2.19 présente une compilation des différentes expériences. Sur cette figure sont ainsi présentés des résultats avec le champ de vision original, couvrant environ 100mm de l'écoulement (dans la direction longitudinale), puis un champ de vision divisé par deux et enfin le champ de vision final, donnant cette fois-ci un champ de vision d'environ 32mm . La quantité utilisée est la quantité $\overline{u'v'}$, que l'on a vue la plus sensible à ce phénomène. Les données PIV sont traitées exactement de la même manière, seul le champ de vision change, et donc la résolution spatiale : nous passons successivement de 16px/mm dans la configuration originale, à 32px/mm , pour aboutir à une résolution de 50px/mm . Nous voyons alors que seul le dernier champ de vision avec la résolution maximale permet d'obtenir des résultats satisfaisants. Les tensions de Reynolds sont mesurées avec une précision similaire au LDA jusqu'à une distance de la paroi de $y/\delta_0 \approx 0.05$ ($y=0.55\text{mm}$). En dessous de cette valeur, la présence du plancher, des réflexions du laser et de l'appauvrissement en ensemencement rendent difficile les mesures. En conclusion, les champs de vision restreints ont finalement été retenus afin de décrire précisément les quantités turbulentes dans l'interaction. Nous présentons Fig. 2.20 la transformée de Van Driest du profil de vitesse longitudinal.

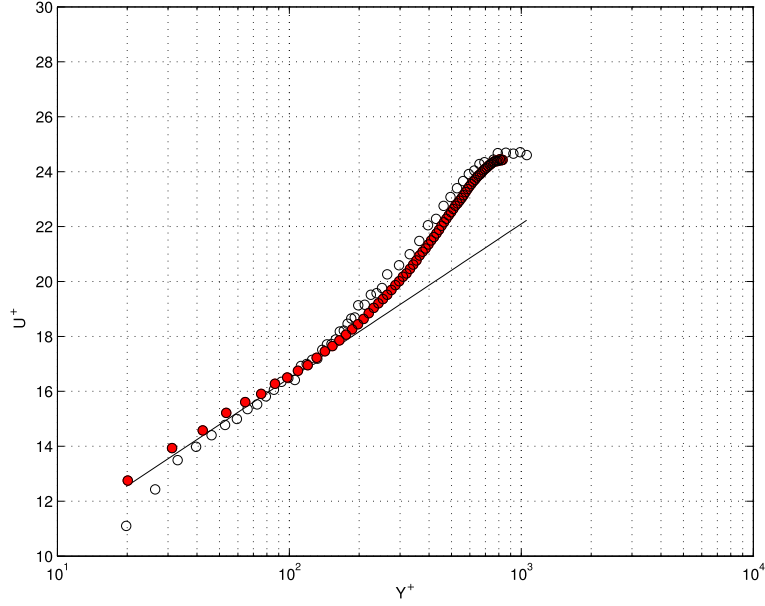


FIG. 2.20 – Comparaison PIV/LDA du profil de couche limite en représentation de Van Driest, champs de vue réduit.
(●) : PIV, ○ : LDA

Il n'y a pas eu de modification particulière par rapport aux champs acquis avec un champ de vision large, la vitesse de frottement déduite est de $U_\tau = 24.9 \text{ ms}^{-1}$, et les mesures sont exploitables jusqu'à une distance $y^+ = 30$.

Une autre représentation pour l'étude des couches limites est la **représentation de Morkovin** (Morkovin (1962)). Cette hypothèse stipule que les mécanismes essentiels de la dynamique des écoulements supersoniques suivent le schéma incompressible pour des écoulements à nombres de Mach modérés, les effets de compressibilité étant pris en compte par la densité moyenne. Cette représentation propose d'adimensionner les fluctuations de vitesses verticales et longitudinales par le terme $\frac{\rho_w U_\tau^2}{\bar{\rho}}$. Enfin, les profils obtenus sont comparés pour référence aux valeurs de couche limite en régime subsonique, les valeurs de référence classiquement utilisées étant les mesures de Klebanoff (1954). Nous présentons Fig. 2.21 et Fig. 2.22 les tensions de Reynolds normales et de cisaillement en représentation de Morkovin. Ces mesures montrent un très bon accord entre les différentes mesures et avec les valeurs de références subsoniques.

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

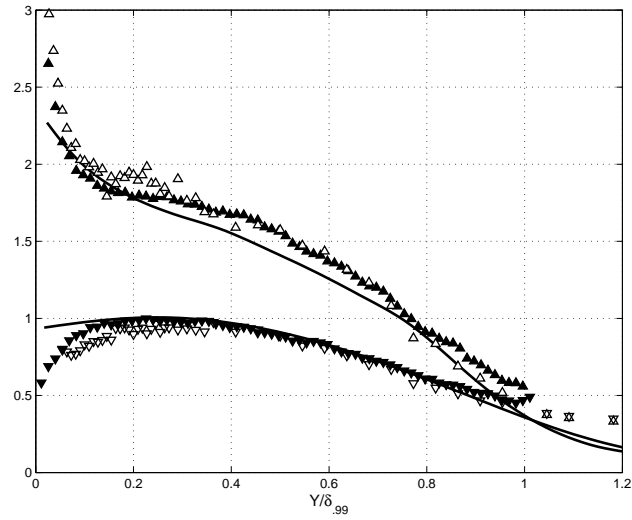


FIG. 2.21 – Représentation de Morkovin des variances des fluctuations de vitesse longitudinale par PIV(\blacktriangle) et par LDA (\triangle), et des fluctuations de vitesse verticale par PIV(\blacktriangledown) et par LDA (\triangledown).
(—) : données de Klebanoff (1954) ($M=0$)

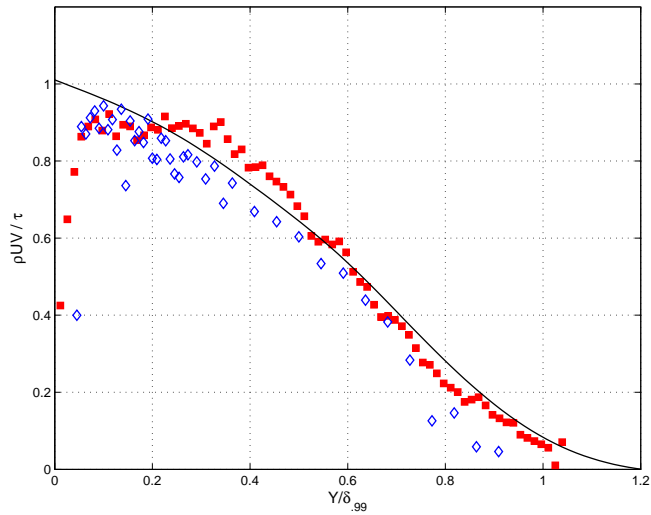


FIG. 2.22 – Représentation de Morkovin de la tension turbulente de cisaillement
 \blacksquare : PIV, \diamond : LDA. (—) : données de Klebanoff (1954) ($M=0$)

2.2.4.3 Validation des mesures au niveau de l'interaction

L'ensemble des champs turbulents en couche limite amont semblent donc correctement décrits par les mesures réalisées par PIV. Au coeur de l'interaction, les conditions aérodynamiques deviennent cependant beaucoup plus contraignantes : la présence de chocs instationnaires, de zones à fortes intensités de turbulence ainsi que des zones de courant retour peuvent poser de nouveaux problèmes. Afin de tester la validité des résultats obtenus par PIV dans cette région, nous avons comparé la position moyenne du choc réfléchi obtenue soit par capteur de pression instationnaires (type KULITE), soit à partir des champs moyens issus de PIV. Lors de travaux antérieurs (Haddad (2005)), il a été montré qu'il est possible d'associer la position médiane du choc de décollement à l'extremum des écarts types des fluctuations d'une quantité variant de part et d'autre du choc $\frac{\sigma_Q}{\Delta Q}$, où Q représente la quantité étudiée, et ΔQ sa variation à la traversée du choc. La pression pariétale P a été utilisée par le passé avec succès, la position du choc réfléchi étant associée au maximum de $\frac{\sigma_P}{\Delta P}$. On se propose ici de procéder de la même façon, mais en utilisant les vitesses déduites des mesures PIV.

A la traversée d'un choc oblique, la vitesse normale V , en moyenne nulle dans la couche limite amont, subit une brusque déviation positive. Cette déviation est parfaitement mise en évidence par la PIV (voir les cartographie des champs moyens § 3.1.1), et est donc utilisée comme variable de détection. De la même manière que pour la pression moyenne, le pied du choc est détecté ici par un maximum de $\frac{\sigma_V}{\Delta V}$. L'analyse menée sur les champs moyens horizontaux issus de PIV, pour des angles variant de 4° à $9,5^\circ$ est reportée Fig 2.23, ainsi que les valeurs trouvées à partir des moments de pression (Haddad (2005)), ainsi qu'à partir de visualisations strioscopiques dans des interactions similaires (Laurent (1996), Benkemoun & Salaun (1988)). Les différentes déterminations présentent un bon accord, ce qui montre l'aptitude de la PIV à décrire correctement les zones à fort gradient, que ce soit dans la couche limite amont, ou au sein de l'interaction.

Enfin, différents profils de vitesses et d'intensité de turbulence issus d'une part de PIV et d'autre part de LDA à une position dans l'écoulement ($x = 302mm$ soit $X^* = 0.52$) pour une déflexion de l'écoulement de 9.5° sont présentées Figs. 2.24, 2.25, 2.26. Là aussi, l'accord est bon entre les différentes mesures, la zone de recirculation étant bien décrite, avec toutefois un léger biais pour les mesures à moins d'un millimètre de la paroi.

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

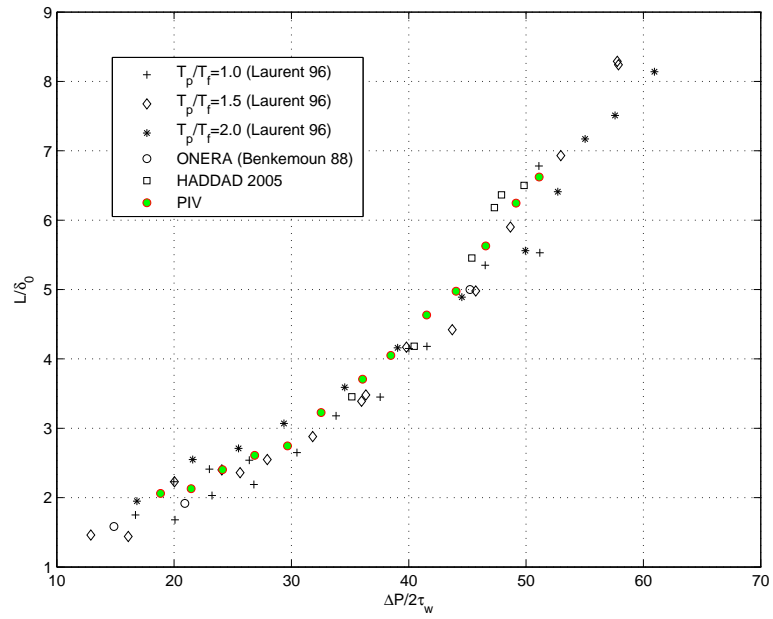


FIG. 2.23 – Évaluation des longueurs d'interaction par différentes méthodes.

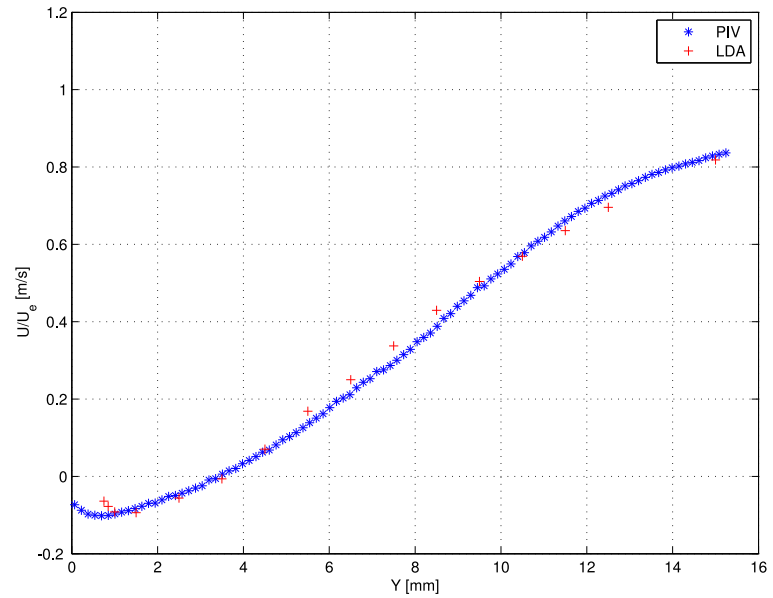


FIG. 2.24 – Profils de vitesse longitudinale moyenne, comparaison PIV/LDA, $x=302\text{mm}$.

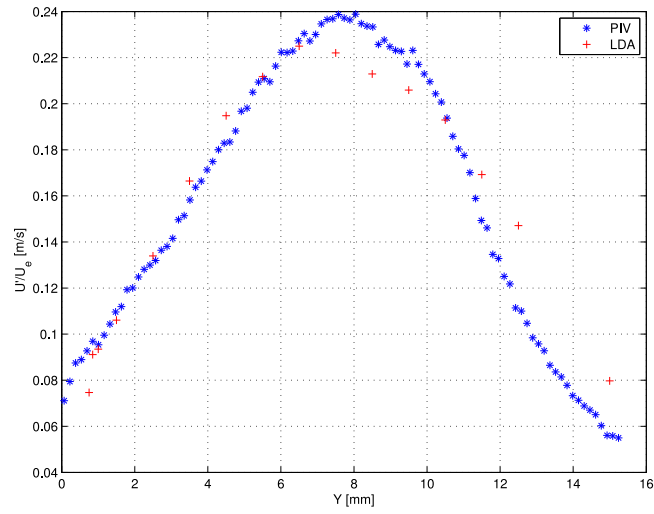


FIG. 2.25 – Profils d'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale, comparaison PIV/LDA, $x=302\text{mm}$.

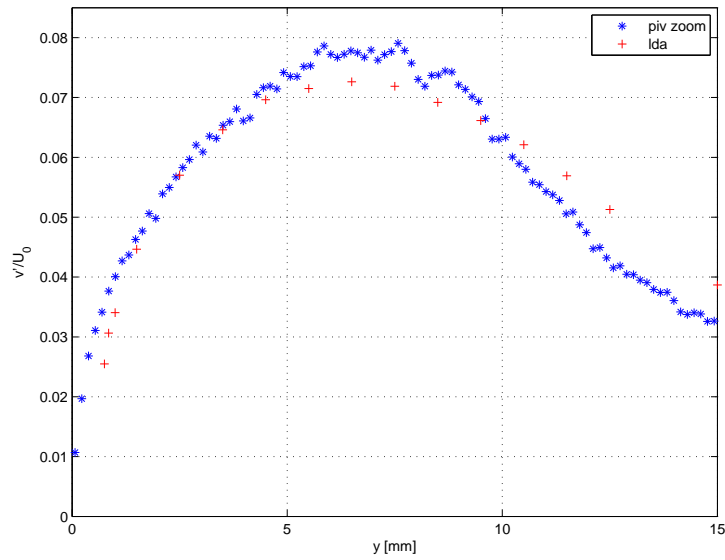


FIG. 2.26 – Profils d'intensité de turbulence de la vitesse verticale, comparaison PIV/LDA, $x=302\text{mm}$.

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

2.2.5 Bilan des différentes mesures et effet sur l'interaction

Comme on a pu le voir au cours de ce chapitre, une attention particulière a été portée sur la validation de nos données issues de PIV, notamment à travers des comparaisons à des profils LDA existants, ainsi qu'à travers diverses représentations permettant de remonter aux paramètres de l'écoulement, comme la transformée de Van Driest, ou encore par représentation de Morkovin. Nous avons vu que, pour avoir des mesures précises des fluctuations de vitesses et des tensions de Reynolds, l'acquisition de champs couvrant l'interaction dans son ensemble n'est pas une solution avec le matériel disponible, car menant à une piètre qualité des corrélations entre vitesses (tension de Reynolds).

Pour remédier à ce problème, la seule solution était de rapprocher les caméras de visualisation de l'interaction. Si cela nous permet d'obtenir des résultats satisfaisants dans toute l'interaction, cette méthode pose un problème quant à l'analyse des données : en effet, le champ de vision n'étant plus que de $32mm$, il est nécessaire de réaliser plusieurs mesures à différentes stations longitudinales pour reconstituer l'écoulement. Dès lors la réalisation de corrélations entre les différentes parties instationnaires de l'écoulement est impossible ou très limitée, les champs n'étant pas acquis simultanément.

Nous avons donc au final réalisé deux lots de données :

- **des champs larges** correspondant aux mesures couvrant instantanément l'interaction, et permettant l'étude du caractère instationnaire de l'interaction, grâce notamment à des corrélations interzones. Ces champs permettent de même d'étudier l'interaction sous son caractère topologique, l'organisation spatiale restant la même quelles que soient les mesures, mais l'interprétation physique des tensions de Reynolds est à prendre avec précaution lorsque l'on veut exploiter les mesures de la première moitié de la couche limite, lieu où les tensions de Reynolds s'effondrent.
- **des champs dits "zooms panoramiques"**, correspondant aux mesures détaillées et validées jusqu'à une région proche de la paroi. Ces champs sont nécessaires pour la description fine de l'interaction, et viennent compléter les premiers champs.

Ces mesures se complètent pour l'analyse du phénomène à étudier.

Toutefois, même si les variations des paramètres aérodynamiques de l'écoulement, telles que les variations de frottement par exemple, sont faibles entre les différents lots de données, et inférieur à 10%, l'analyse du bulbe de recirculation a révélé des changements majeurs sur l'organisation du décollement, avec des variations de longueur de décollement fortes pour les cas d'interactions naissantes ou décollées. Le cas à $9,5^\circ$ semble lui moins sensible, comme on a pu le voir sur les validations présentées au paragraphe précédent.

Dans la mesure où la génération de l'écoulement n'a pas été modifiée de façon significative, nous pensons que cet effet peut être lié à l'injection de particules dans l'écoulement. Les mesures en champs larges sont en effet réalisées avec un seul injecteur, tout comme pour la LDA, alors que les zooms panoramiques, dont la description spatiale plus fine nécessitait un ensemencement plus dense, sont réalisés avec trois injecteurs pariétaux. Toutefois, cette hypothèse est à confirmer, car les expériences donnant des interactions moins décollées correspondent à une période bien précise, courant 2007. Mais à cette période aucune modification notable n'as été entreprise sur la soufflerie. De plus, les strioscopies de l'écoulement, réalisées sans injection de particules, sont en accord avec les mesures PIV. D'autres hypothèses peuvent donc être un problème interne à la soufflerie, comme la présence d'une fuite, ou encore un élément qui a mal vieilli, par exemple le filtre à particule placé en aval du diffuseur. Une analyse et synthèse de ces effets sont donc proposés de manière détaillée au § [3.1.2](#).

2. MOYENS EXPÉRIMENTAUX

Chapitre 3

Description générale de l'interaction

3.1 Organisation générale de l'interaction

3.1.1 Champs moyens de vitesses pour $\theta = 8^\circ$ et $\theta = 9,5^\circ$

Les différents champs moyens issus de PIV sont présentés pour les cas à 8° et $9,5^\circ$ Fig. 3.1 à Fig. 3.12. Ces données sont issues des mesures dites “zooms panoramiques”, et correspondent donc aux mesures dont les différentes quantités sont le plus en accord avec la théorie et les mesures LDA de références en couche limite amont, mais où le décollement est plus faible que celui observé sur les “champs larges”, issus des premières campagnes de mesure.

L'analyse des champs de vitesse longitudinale moyenne met bien en évidence la présence d'un courant retour sur les champs moyens, dont l'étendue spatiale est plus grande à $9,5^\circ$ qu'à 8° .

Les intensités de turbulence de la vitesse longitudinale montrent bien un maximum très fort dans la zone en aval du choc, se développant dans les deux cas jusqu'au milieu de l'interaction ($X^* = 0,5$). Avec les intensités de turbulence de la vitesse verticale, la région d'oscillation du choc réfléchi est bien décrite. Cette intensité correspond entre autre à la signature du passage du choc réfléchi dans cette zone de manière intermittente, qui entraîne la déflexion de l'écoulement. En aval de cette zone, un maximum de turbulence bien détaché de la paroi apparaît, se prolongeant en aval de la zone d'interaction, dans la relaxation. Ce comportement, déjà mis en évidence par le passé grâce à des mesures LDA, est supposé être le signe du développement d'une couche de mélange dans la première partie de l'interaction ($0 < X^* < 0,5$), puis d'un phénomène de lâché tourbillonnaire en aval. Cette hypothèse sera confirmée par l'étude des champs instantanés issus de PIV, détaillés dans la partie § 4.2.1.

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

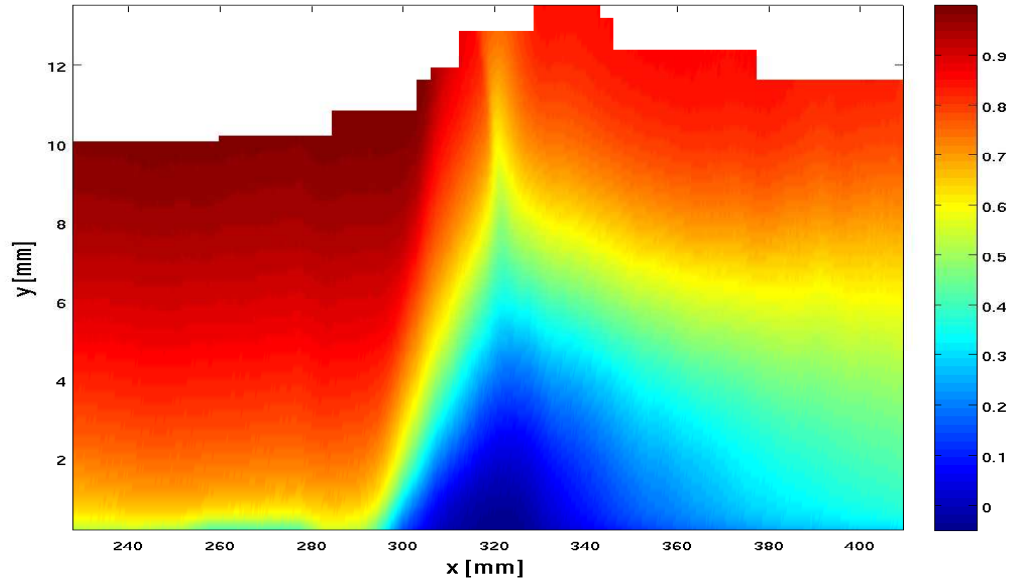


FIG. 3.1 – Vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par la vitesse extérieure (U/U_∞), $\theta = 8^\circ$

Enfin sont présentés les champs de corrélation et de tension de Reynolds. On peut voir sur cette dernière figure le changement de signe déjà remarqué par [Deleuze & Elena \(1996\)](#).

Ces champs moyens sont donc issus de deux écoulements différents, mais qui sont des interactions décollées. L'analyse de ces champs montre bien que l'organisation longitudinale de l'interaction, sur l'axe, est en tout point similaire pour les deux cas. Lors de futures analyses, nous considérerons l'un ou l'autre cas, en supposant que la physique reste la même entre chaque interaction. Bien sur, des vérifications seront tout de même entreprises afin de s'assurer de la véracité de cette information.

3.1 Organisation générale de l'interaction

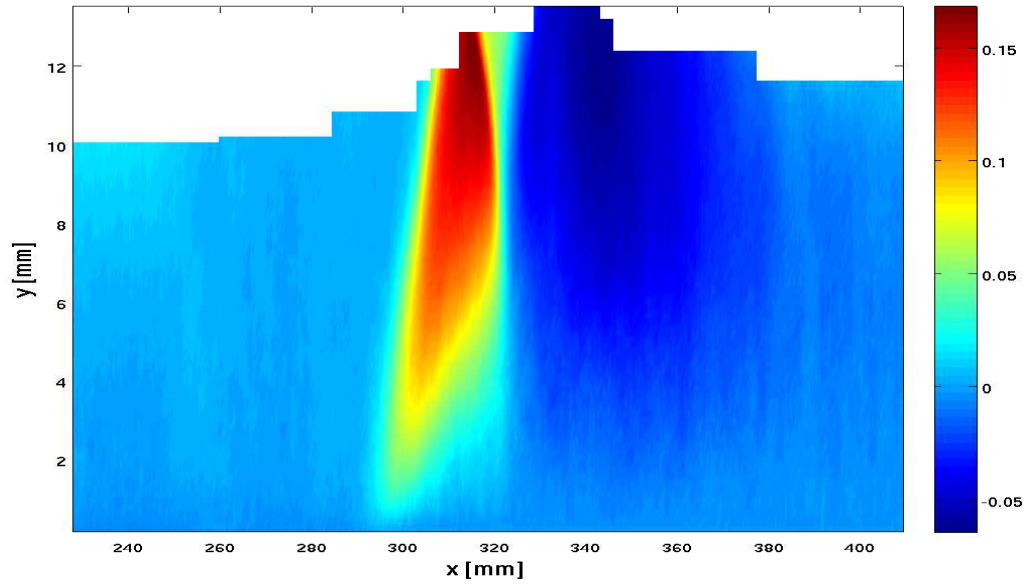


FIG. 3.2 – Vitesse verticale moyenne adimensionnée par la vitesse extérieure (V/U_∞) , $\theta = 8^\circ$

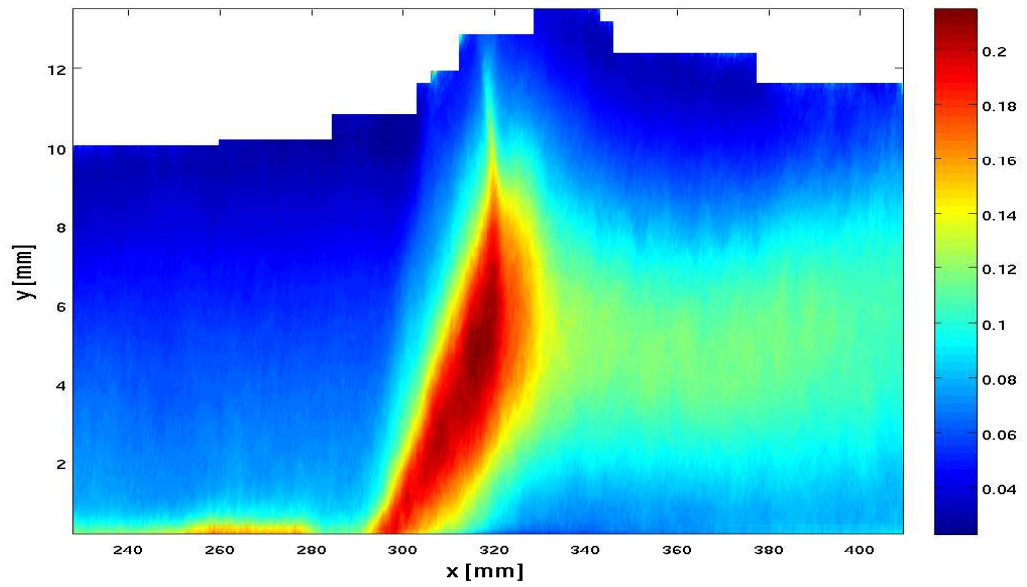


FIG. 3.3 – Intensité de turbulence longitudinale $(\sqrt{u'^2}/U_\infty)$, $\theta = 8^\circ$

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

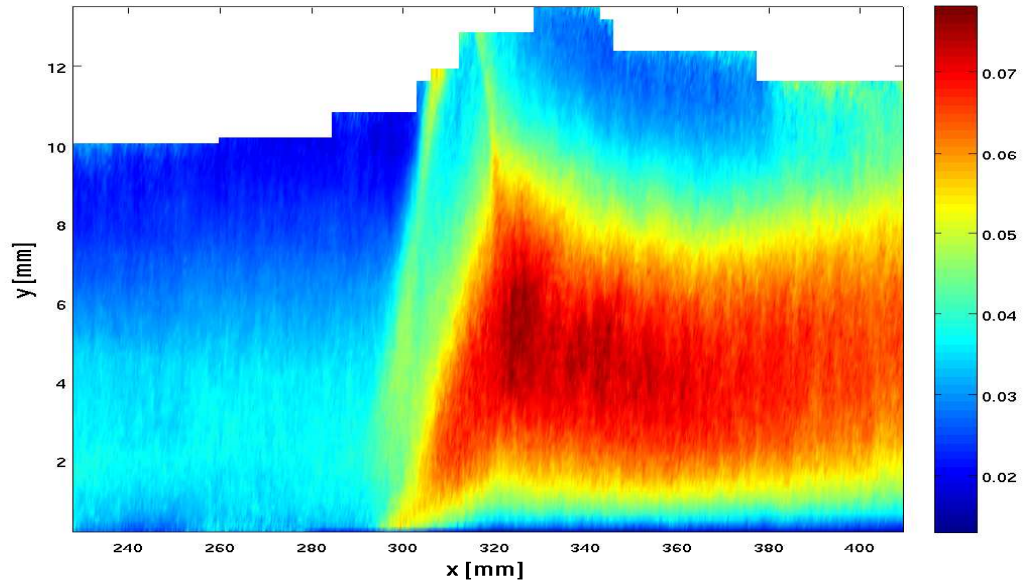


FIG. 3.4 – Intensité de turbulence verticale ($\sqrt{v'^2}/U_\infty$), $\theta = 8^\circ$

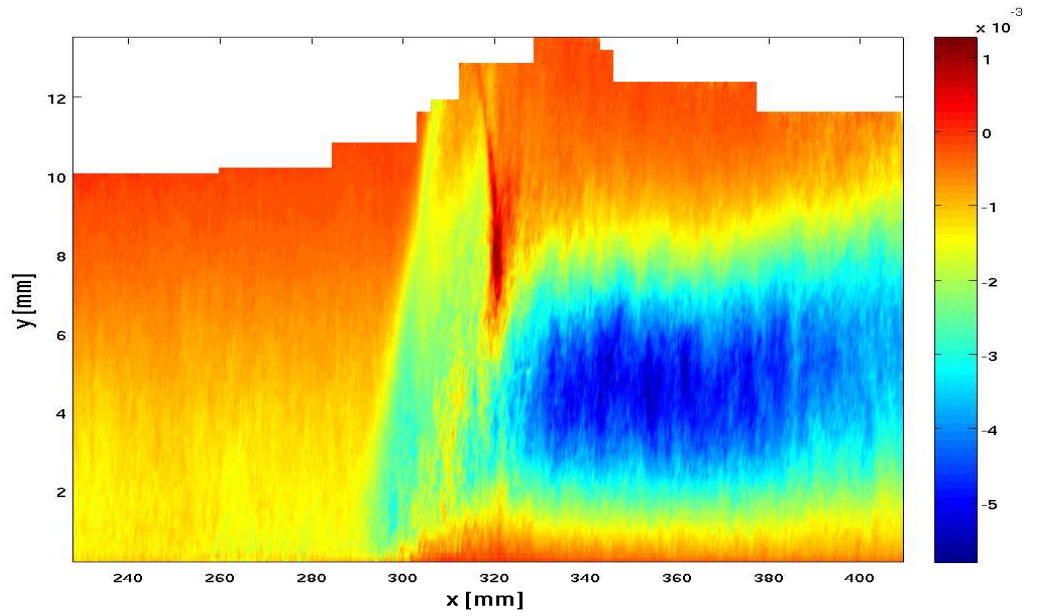


FIG. 3.5 – tension de Reynolds ($\overline{u'v'}/U_\infty^2$), $\theta = 8^\circ$

3.1 Organisation générale de l'interaction

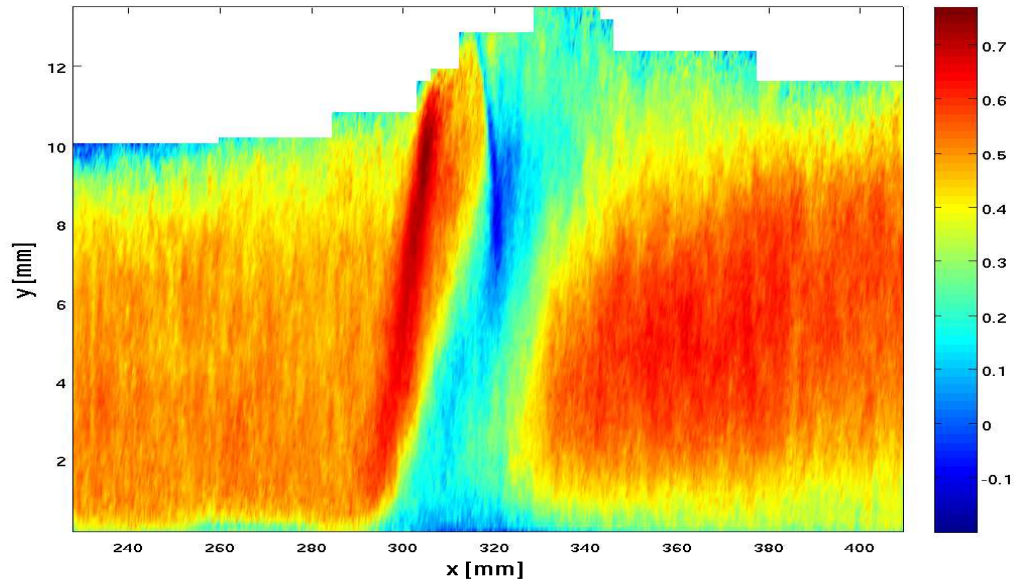


FIG. 3.6 – Coefficient de corrélation, $\theta = 8^\circ$

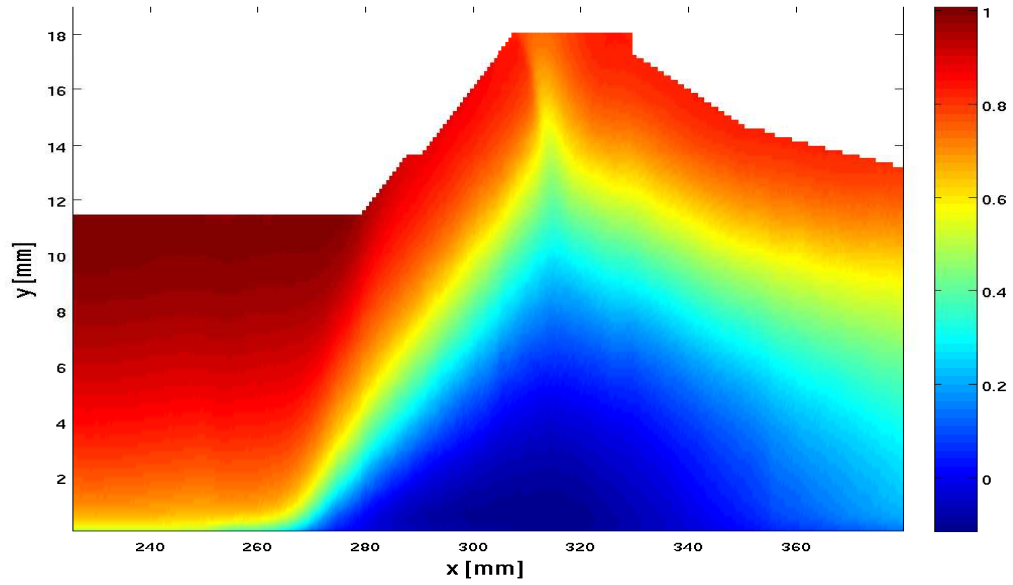


FIG. 3.7 – Vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par la vitesse extérieure (U/U_∞), $\theta = 9.5^\circ$

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

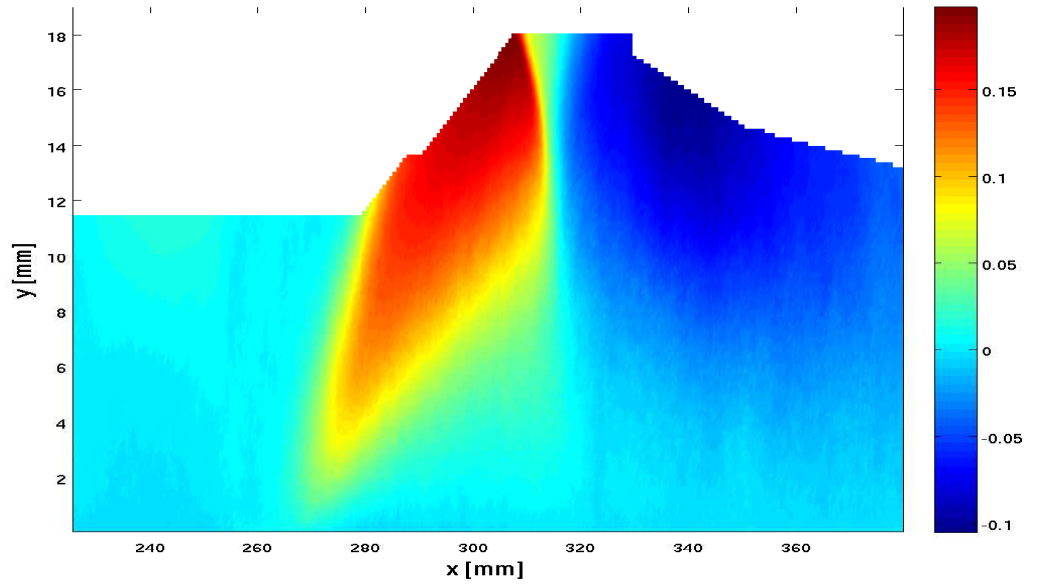


FIG. 3.8 – Vitesse verticale moyenne adimensionné par la vitesse extérieure (V/U_∞), $\theta = 9.5^\circ$

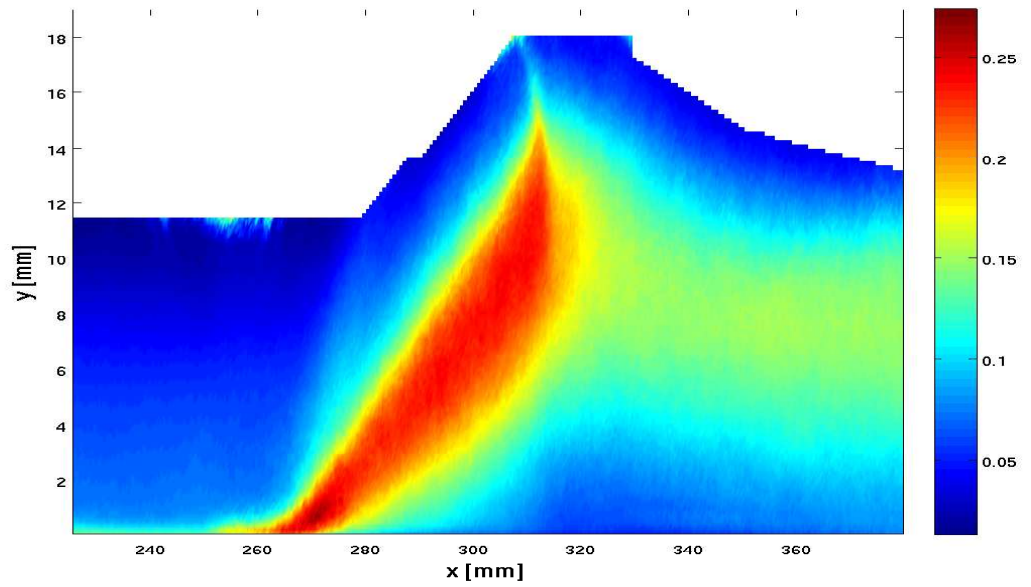


FIG. 3.9 – Intensité de turbulence longitudinale ($\sqrt{u'^2}/U_\infty$), $\theta = 9.5^\circ$

3.1 Organisation générale de l'interaction

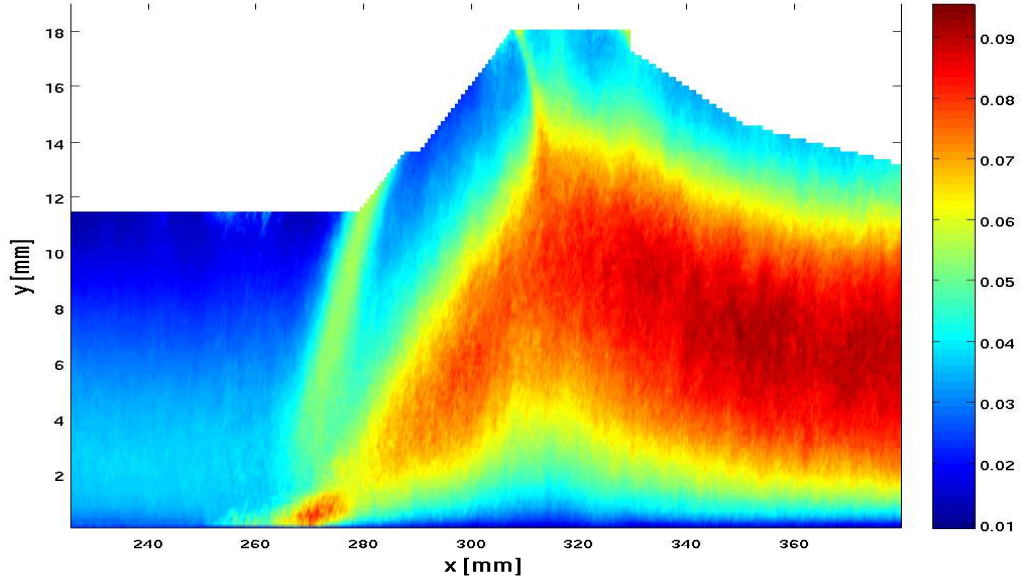


FIG. 3.10 – Intensité de turbulence verticale ($\sqrt{v'^2}/U_\infty$), $\theta = 9.5^\circ$

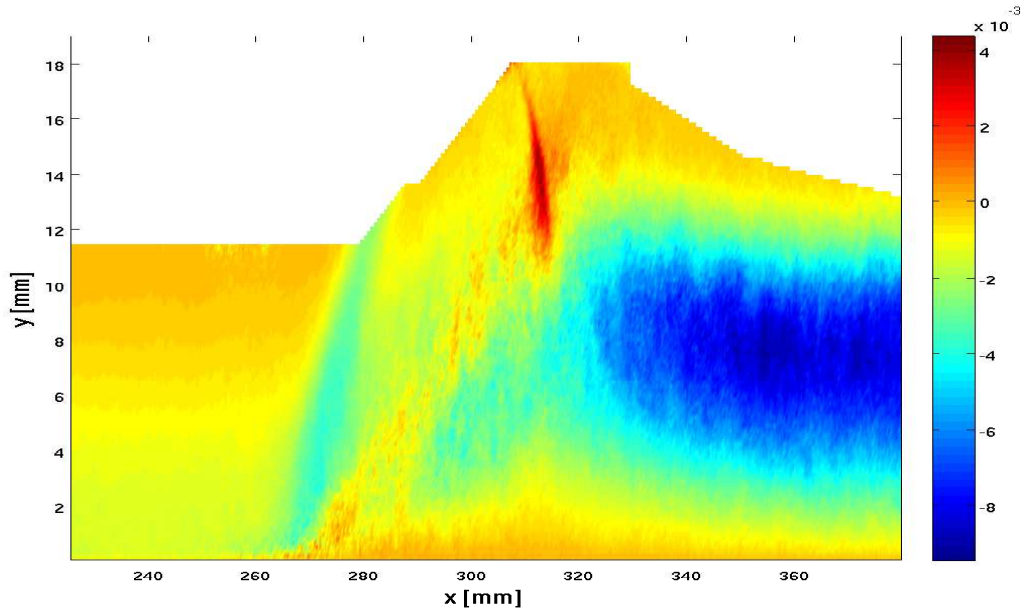


FIG. 3.11 – tension de Reynolds ($\overline{u'v'}/U_\infty^2$), $\theta = 9.5^\circ$

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

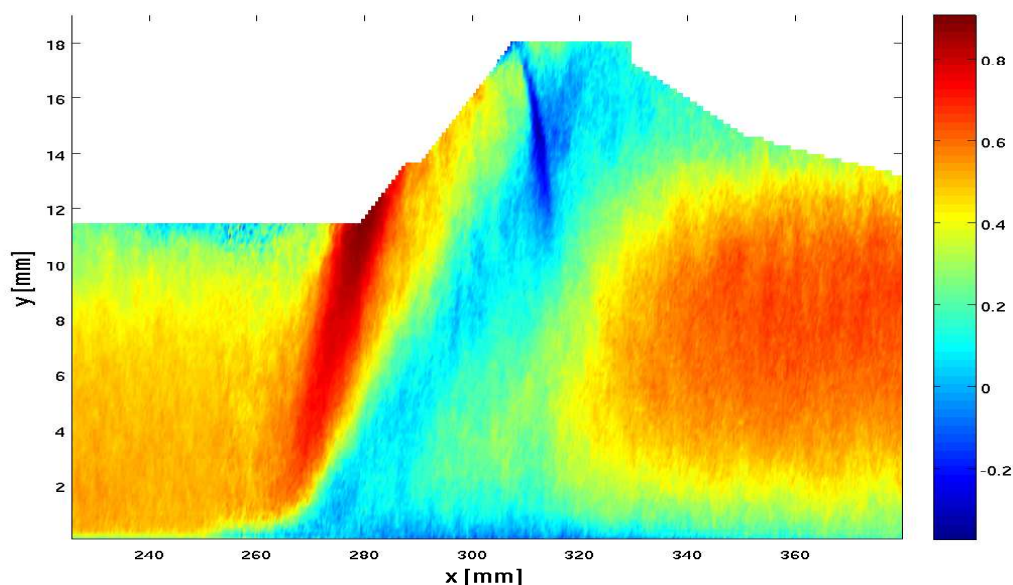


FIG. 3.12 – Coefficient de corrélation, $\theta = 9.5^\circ$

3.1.2 Modification de l'interaction

Dans la partie § 2.2.5, nous avons évoqué le fait que les paramètres de l'interaction, lors des différentes expériences, variaient légèrement, de l'ordre de 5 à 10% environ. Une analyse plus détaillée nous a permis de voir que les paramètres de l'interaction varient certes peu, mais que l'impact sur l'interaction est réel, avec cette fois-ci une modification de la longueur de décollement de l'ordre de 20% à 30% dans certains cas.

A la vue de ces résultats, une compilation des profils de couche limite accessibles a donc été menée, afin d'observer l'évolution des paramètres de couche limite, de voir si ceux-ci permettent de différencier une expérience d'une autre, et ce afin d'identifier le problème et son origine, et finalement de pouvoir le comprendre et le résoudre si possible.

Pour ce faire, nous avons donc compilé plusieurs expériences :

- Les mesures de Laurent (Laurent (1996)), réalisées en 1995. Ces mesures sont réalisées au pitot et thermocouple, et sont donc les seules à donner une mesure directe de ρU . Nous les considérerons comme mesures de référence pour cette époque ;
- les mesures de Deleuze (Deleuze (1995)) : ces mesures sont réalisées par LDA, avec méthode des compteurs pour le dépouillement des données ;

3.1 Organisation générale de l'interaction

expériences	année	θ	$U_{r,max}$	h_0	h	L_1	L
			$[m.s^{-1}]$	$[mm]$	$[mm]$	$[mm]$	$[mm]$
champs larges	2006	7°	-25	1,5	2,5	26	38
champs larges	2006	8°	-55	3,2	5,5	30	46
champs larges	2006	9,5°	-65	5,8	10.2	65	71,5
zoom panoramiques	2007	7°	∅	∅	∅	∅	∅
zoom panoramiques	2007	8°	-30	1,6	2,6	24	41
zoom panoramiques	2007	9,5°	-65	4,75	8,4	64	71

TAB. 3.1 – paramètres de la zone décollée dans diverses expériences.

- différentes mesures LDA réalisées plus récemment, courant 2006, cette fois-ci avec dépouillement des données par un algorithme de décomposition du signal sur des fonctions de Gabor ;
- des profils de couche limite issus de mesures PIV dites “champs larges”, réalisées en 2006 (voir § 2.2.5) ;
- des profils de couche limite issus de mesures PIV dites “zooms panoramiques”, réalisées en 2007 (voir § 2.2.5) ;
- et enfin des profils de couche limite à partir de mesures PIV réalisées en 2008, dont la configuration est similaire à la configuration des “champs larges”.

Nous pouvons dans un premier temps présenter les caractéristiques de chaque interaction issues des mesures PIV, où les échelles spatiales sont alors facilement accessibles (tableau 3.1). Dans ce tableau sont représentés les caractéristiques des expériences et l'angle θ de déflexion de l'écoulement, la vitesse moyenne maximale de recirculation observée $U_{r,max}$, la hauteur du bulbe selon deux critères différents : soit la hauteur maximale de la ligne d'isovitesse nulle (h_0), soit la hauteur maximale d'isodébit nulle (h , voir § 4.2.2.1), la longueur de décollement L_1 , définie comme étant la longueur du bulbe d'isovitesse nulle à la paroi et enfin la longueur d'interaction L à la paroi.

On le voit bien, les différentes expériences ne sont pas en accord entre elles. Le cas à 7° faiblement décollé dans les premières expériences, ne montre plus de décollement moyen avec les expériences en “zooms panoramiques”. Le cas à 8° subit de fortes modifications, avec une longueur de bulbe décollé qui se réduit de 20%, et une hauteur de bulbe ainsi qu'une intensité de courant retour qui se réduit de moitié.

Le cas à 9,5°, correspondant à l'interaction la plus forte que l'on peut créer avec le montage expérimental utilisé, ne subit quant à lui que peu de modifications : la longueur du bulbe décollé reste sensiblement la même, ainsi que la vitesse de courant retour moyenne. La hauteur de recirculation varie tout de même, mais

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

dans des proportions moindres, inférieures à 20%.

L'impact sur l'interaction n'est donc pas négligeable. Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer ces variations : mauvais tarage du générateur de choc, mauvais alignement du plancher de la soufflerie, humidité, etc... Mais une analyse des expériences a montré que ces différentes hypothèses ne pouvaient être à l'origine de ces modifications. Les raisons de ces changements sont donc à trouver dans la génération de l'écoulement.

Pour ce faire, l'analyse des conditions d'entrées, et donc notamment l'étude approfondie des propriétés des différentes couches limites, a été menée.

3.1 Organisation générale de l'interaction

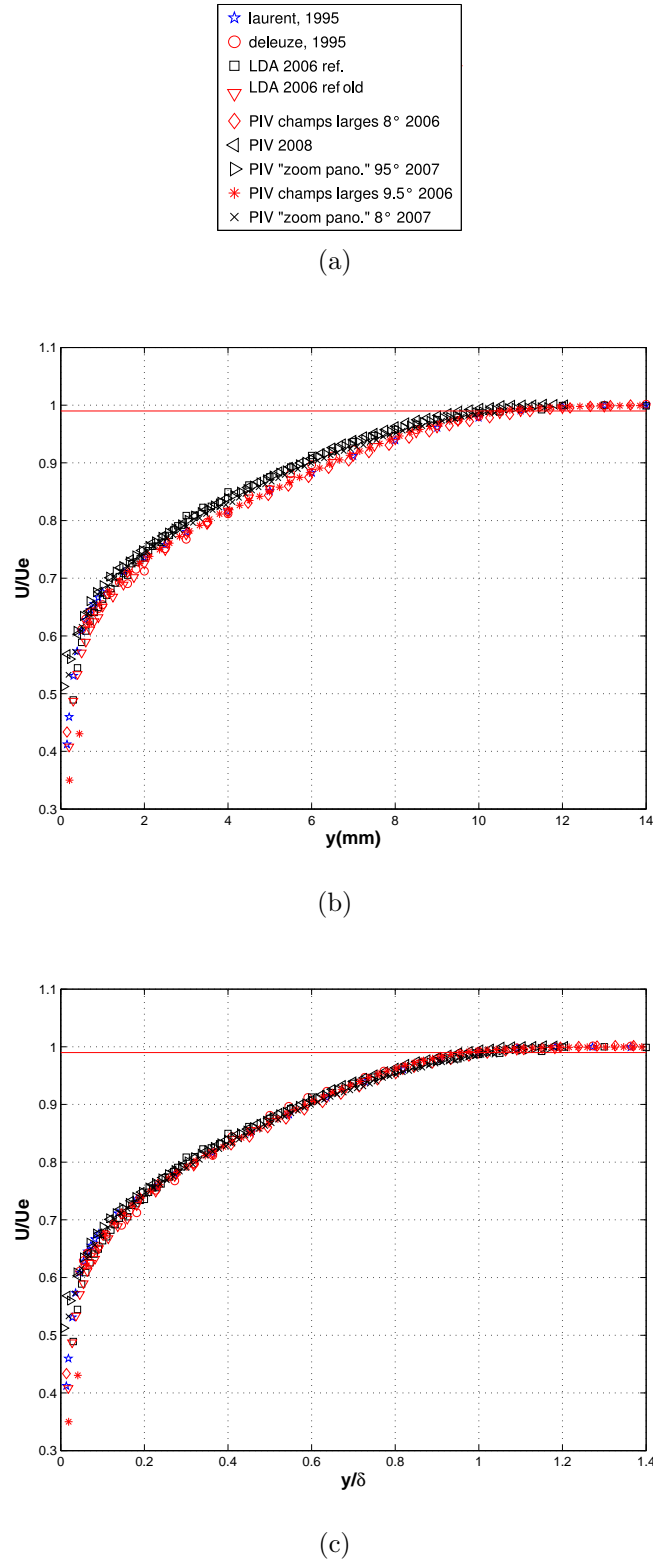


FIG. 3.13 – Profils de vitesse en couche limite amont pour les différentes expériences, adimensionnées par la vitesse extérieure. (a) en fonction de y , (b) en fonction de y/δ_0 . (—) : $U/U_e = 0.99$

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

La première constatation peut être visible sur la Fig. 3.13 : cette figure est un empilement des différents profils de couche limite disponibles. Sur cette première figure, nous voyons que ces profils ne sortent pas à la même hauteur. Les profils les plus anciens, représentés en noir, donnent une épaisseur $\delta = 11mm$, épaisseur classiquement observée lors des précédentes expériences sur la soufflerie. Les nouveaux profils, en rouge, ont une hauteur $\delta = 10mm$ soit $1mm$ de différence. La couche limite dans les nouveaux cas, qui sont moins décollés en moyenne, est donc plus petite d'environ 10%. La Fig. 3.13(c) représente les mêmes profils, mais cette fois-ci chacun d'eux est adimensionné par l'épaisseur δ trouvée dans chaque expérience. Les profils se confondent entre eux jusqu'à $\frac{y}{\delta} = 0.1$. En dessous de cette limite et jusqu'à la paroi, les nouveaux profils semblent être moins "remplis" (la vitesse locale est plus faible), mais les mesures, à cet endroit particulier de l'écoulement, sont plus difficiles à réaliser, et les quelques mètres par seconde de différence entre les deux lots de données sont de l'ordre de grandeur des erreurs de mesures par PIV.

L'effet sur les propriétés de la couche limite a de même été analysé. Les différentes quantités accessibles à travers ces profils ont donc été calculés. On trouvera de la Fig. 3.14 à la Fig. 3.17, les épaisseurs intégrales de déplacement et de quantité de mouvement (voir § A.3), les paramètres de forme, coefficients de frottement et vitesses de frottement.

3.1 Organisation générale de l'interaction

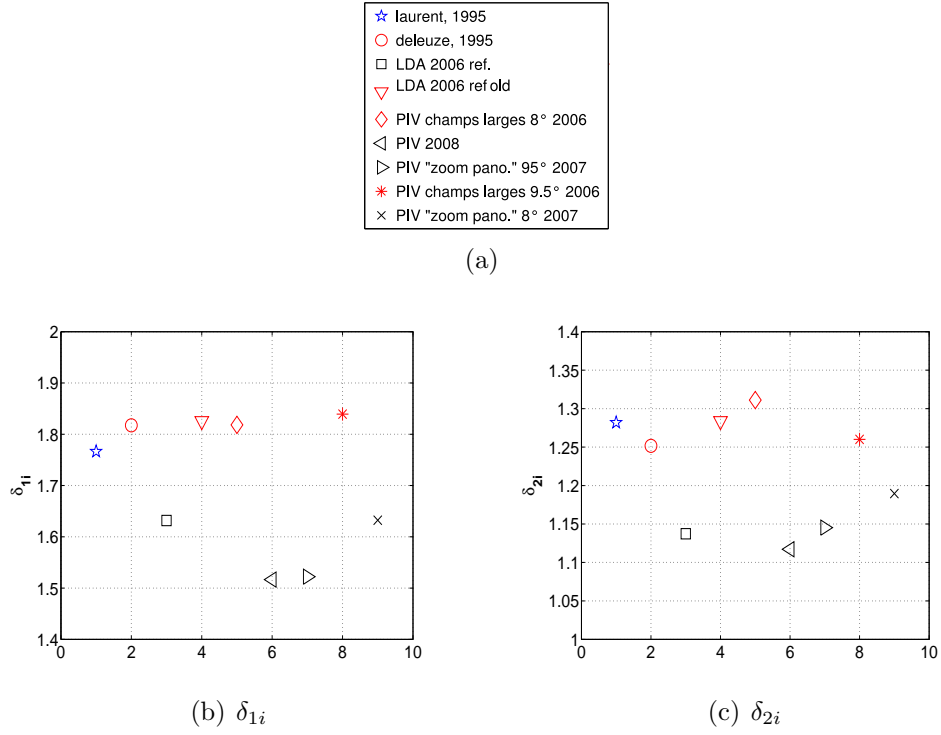


FIG. 3.14 – Épaisseur de déplacement δ_{1i} et de quantité de mouvement δ_{2i} incompressibles pour les différentes expériences

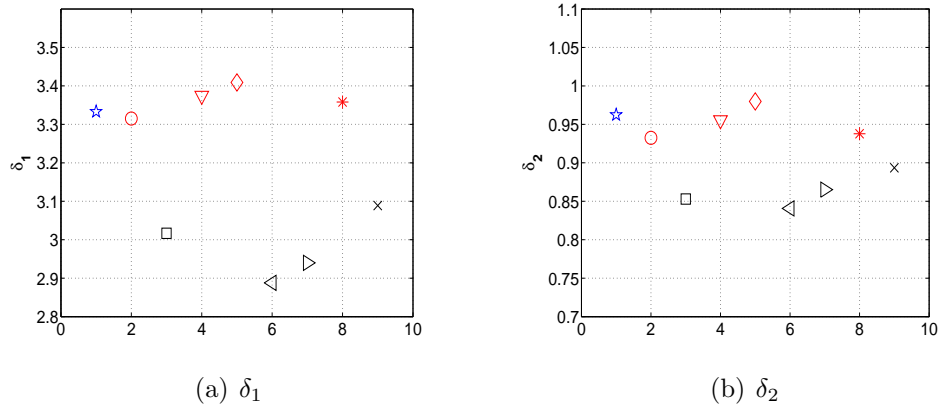


FIG. 3.15 – Épaisseur de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 compressibles pour les différentes expériences

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

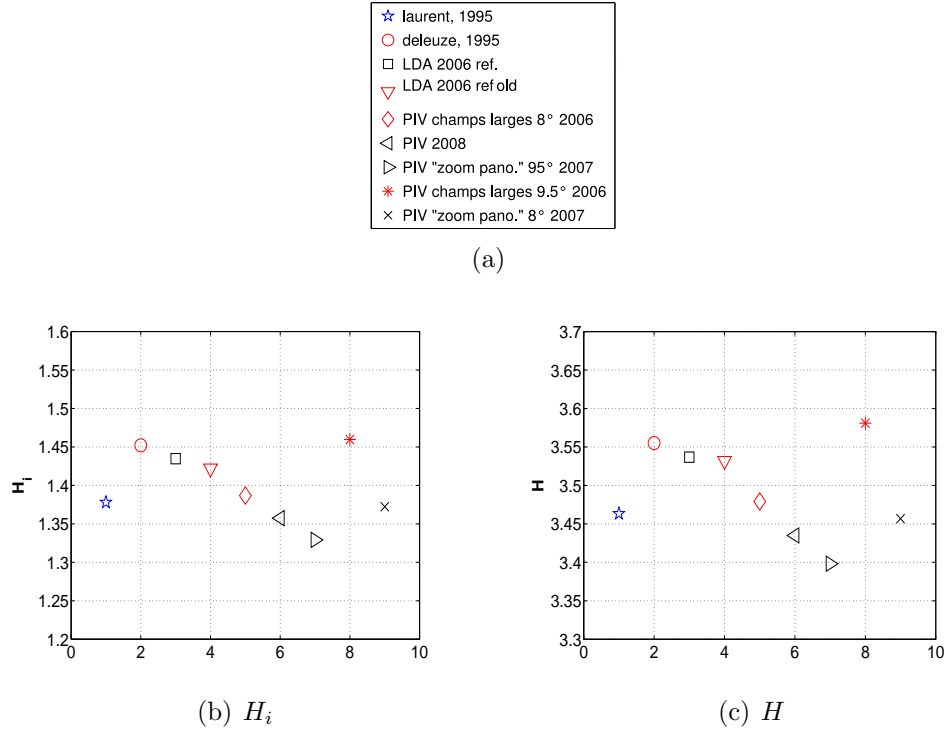


FIG. 3.16 – Facteur de forme compressible H et incompressible H_i pour les différentes expériences

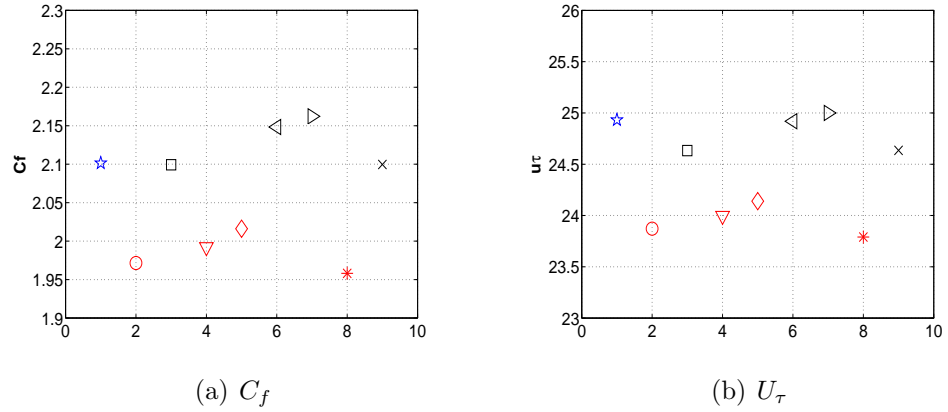


FIG. 3.17 – Coefficient de frottement et vitesse de frottement pour les différentes expériences

3.1 Organisation générale de l'interaction

Si nous analysons ces différentes quantités, et dans un premier temps les quantités δ_1 , δ_{1i} , δ_2 , δ_{2i} , C_f , nous voyons une différence entre les deux lots de données. Cette différence est très faible, de l'ordre de 10% entre les deux lots de données, mais systématique. Les nouvelles mesures sont par exemple plutôt à une vitesse de frottement U_τ d'environ $24,75 m.s^{-1}$, alors que les premières mesures sont plutôt autour des $24 m.s^{-1}$.

Ces variations semblent négligeables quand on sait que cette vitesse est déduite de l'ajustement d'une droite sur des points expérimentaux dans une zone de l'écoulement difficile à décrire précisément par PIV, car proche de la paroi. De plus, si l'on regarde les facteurs de formes H et H_i de chaque expérience, on voit que les différentes expériences ne sont plus classées, avec un coefficient H_i qui a pour valeur moyenne 1,4, valeur classiquement observée pour une couche limite turbulente. Ce résultat suggère donc que les profils de couche limite sont en similitude. La forme des profils de vitesse reste la même, seules les épaisseurs de couches limites changent.

A la vue de ces différents résultats, nous voyons que certains paramètres d'études des couches limites permettent de classer les différentes expériences, avec toutefois des différences assez faibles entre les deux lots de données. Mais le résultat sur l'interaction est, quant à lui, bien présent. Le frottement à la paroi ne semble donc pas être un bon paramètre pour comparer les décollements de couche limite générés par divers montages expérimentaux.

Il est connu que plus le profil de couche limite d'un écoulement est plein, plus le décollement de celle-ci sera restreint voire inexistant. C'est sur cette constatation qu'ont été proposés divers moyens de contrôle de l'interaction, comme par exemple (voir [Delery \(2007\)](#)) :

- par injection fluide selon une direction parallèle à celle de l'écoulement,
- par aspiration répartie,
- par action de générateurs de tourbillon,
- par apport d'énergie (energy deposition), par création d'un plasma par exemple.

Une mesure de cet aspect plein est le paramètre de forme incompressible H_i . Plus la couche limite est remplie, plus ce paramètre tend vers 1, la limite $H_i = 1$ correspondant à un profil de vitesse constante jusqu'à la paroi, limite du cas à nombre de Reynolds infini.

Comme on vient de le voir pour nos expériences, le facteur de forme H ne varie que très peu, les valeurs variant de 3,4 à 3,6 et appartenant indistinctement aux deux lots de données.

Les différences observées, qui méritent d'être notées, ne sont pas pour autant importantes (en valeur absolue), et ne justifient pas vraiment la modification de la zone décollée de l'interaction dans ces proportions. L'origine de ce problème n'est donc pas entièrement résolu, mais on peut voir à travers cette analyse que le

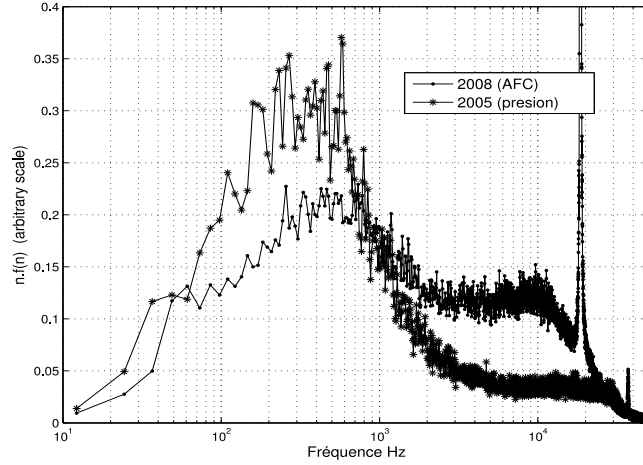
3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

décollement est très sensible aux conditions génératrices de l'expérience pour les déflexions modérées. Une action dont l'origine n'est pas connue mais qui semble avoir un impact très faible sur nos conditions d'entrée, modifie de façon spectaculaire le comportement de l'interaction, lorsque celle-ci est dans des configuration de décollement naissant (de $5,5^\circ$ à 7°) ou modéré (8°).

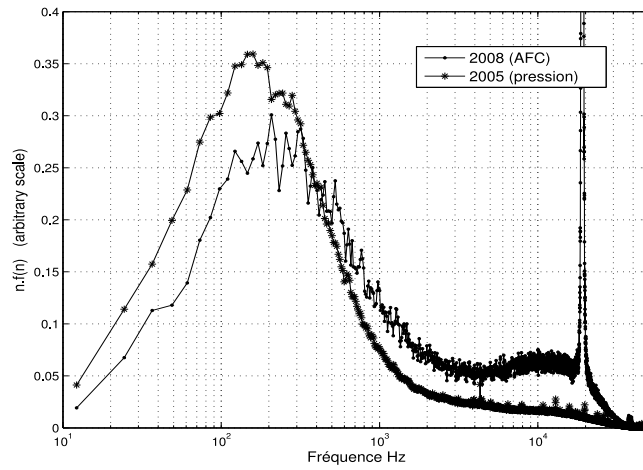
Enfin, des spectres de fréquences du choc réfléchi ont été comparés pour les deux couches limites. Les spectres de fréquences issus de mesures de pression pariétales instationnaires (Dupont *et al.* (2006)) seront considérés comme référence, et de nouvelles mesures, par fil chaud à une hauteur de $20mm$ dans l'écoulement pour $\theta = 8^\circ$ et $18mm$ pour $\theta = 9,5^\circ$, sont présentées pour comparaison Fig. 3.18. Comme on peut le voir sur ces deux figures, la fréquence caractéristique varie légèrement pour le cas à $9,5^\circ$ et un peu plus fortement pour le cas à 8° . Ces nouveaux résultats sont en accord avec les observations précédentes. En effet, Les précédentes expériences (Dupont *et al.* (2006); Haddad (2005)) ont mis en évidence le fait que la fréquence de battement du choc réfléchi est d'autant plus basse que la déflexion de l'écoulement est forte, et que donc la longueur du bulbe décollé est grande. Dans les nouvelles mesures, la longueur du bulbe décollé diminue, ce qui entraîne une augmentation proportionnelle de la fréquence. C'est ce que l'on observe sur la Fig. 3.18.

Nous avons donc en notre possession deux lots de données, différents au niveau de la structure de l'interaction pour un angle donné, mais dont la physique ne changera qu'assez peu. Cette influence de l'épaisseur d'entrée, et donc du nombre de Reynolds, est peut-être dû à la plage de nombre de Reynolds assez faible dans laquelle nous nous trouvons. Les corrélations empiriques utilisées par exemple pour prévoir le décollement dans les écoulements de tuyères a fort nombre de Reynolds ne donnent aucune dépendance en fonction de ce paramètre (Schmucker (1984); Zukoski (1967)).

3.1 Organisation générale de l'interaction



(a)



(b)

FIG. 3.18 – Comparaison des spectres de fréquences à $\theta = 8^\circ$ (a) et $\theta = 9.5^\circ$ (b)

3.2 Sensibilité aux conditions amont

Cette partie consacrée à la sensibilité aux conditions amont de l'interaction est une version étayée d'une partie d'un papier (Dussauge & Piponnier (2008)) publié dans le journal "Journal of Fluids and Structures", avec les références suivantes (voir annexe B) :
"Shock/boundary-layer interactions : possible sources of unsteadiness", Jean-Paul Dussauge & Sébastien Piponnier, Journal of Fluids and Structures, special issue 24(8).

3.2.1 Introduction

Nous l'avons vu au paragraphe précédent, les variations des conditions d'entrées semblent avoir un effet important sur l'interaction. Il est clair que des modifications dans les conditions d'entrée d'un écoulement, tel le passage de poches de turbulence, vont faire bouger le choc. La question est de savoir si la turbulence dans la couche limite amont peut expliquer les grandes excursions de choc observées dans ce type d'interactions. Une première approche dans ce domaine est constituée par les expériences de Poggie & Smits (2001). Ces auteurs ont étudié une couche de mélange dans une cavité, qui recolle sur une plaque inclinée, à un nombre de Mach de 2,9. Une telle configuration expérimentale est connue pour produire des couches de mélange isobares. Au point de recollement, l'écoulement est dévié par la plaque, et un choc est donc formé. Un aspect intéressant dans ces expériences est que l'écoulement, en aval de ce point de recollement, se développe librement : aucun obstacle ou bulbe de recirculation n'est présent et donc aucun élément n'imposera sa propre réponse fréquentielle, s'il y a lieu. Poggie & Smits (2001) étudièrent la structure de la recompression au point de recollement avec et sans couche de mélange perturbée, la perturbation consistant en l'injection d'air dans la cavité afin de changer significativement la structure de la couche de mélange, et donc les fréquences associées aux gros tourbillons qui s'y développent. La distribution de la pression moyenne et RMS, ainsi que les spectres de pression au voisinage du rattachement étaient cohérents avec les tailles des tourbillons générés dans la couche de mélange, démontrant par la-même que dans ce cas particulier, les mouvements de choc dépendent prioritairement de la structure de la turbulence en amont du choc.

Le rôle des bouffées turbulentes entrantes présentes en amont a de même été étudié dans les simulations numériques de Pirozzoli *et al.* (2005), Pirozzoli & Grasso (2006), dans le cas d'une onde de choc incidente sur plaque plane à Mach de 2,25. Les conclusions des auteurs sont que les structures rotationnelles de la couche limite amont, traversant le choc, sont à l'origine de mouvements de choc, mais

dont l'amplitude est limitée par rapport à celle observée expérimentalement et numériquement.

Plus récemment, des mesures PIV sur une rampe de compression à 20° , pour un Nombre de Mach de 2, ont été menées par Ganapathisubramani *et al.* (2007).

Ils ont considérés principalement l'influence des très grandes structures se développant en couche limite amont, similaires aux superstructures déjà identifiées en couche limite subsonique par Adrian *et al.* (2000) pour ne citer qu'eux. Elles sont constituées de paquets de structures dites en *fer à cheval*, et peuvent avoir des longueurs de plus de 30δ . Les mesures PIV ont été menées de sorte à détecter le front de choc ainsi que le point de séparation, et ont montré un lien entre le passage de ces superstructures et les battements de choc. Ils lui attribuent la source des instationnarités de leur écoulement en rampe de compression.

Il est à noter que les superstructures détectées par Adrian *et al.* (2000) sont associées à des perturbations de vitesses de l'ordre typiquement de $\pm 2U_\tau$, où U_τ est la vitesse de frottement de l'écoulement. D'après les hypothèses de Morkovin, l'échelle turbulente de vitesse dans une couche limite sur plaque plane est $U_\tau \sqrt{\rho_w/\rho}$. Dans des conditions adiabatiques, l'échelle de vitesse associée avec ces structures doit être inférieure à vitesses moindres.

Lors des premières mesures PIV par plans horizontaux sur l'écoulement de la soufflerie supersonique de l'IUSTI (Piponnier (2005)), il est apparu la présence de structures longitudinales en couche limite, bien visibles sur les champs moyens, et qui semblaient persister au niveau de l'interaction, au moins jusqu'à la ligne de décollement. L'analyse de ces perturbations a montré que celles-ci perturbaient la couche limite avec des variations de vitesse de l'ordre de U_τ par rapport à la moyenne.

Dans ce qui suit, ces perturbations, ainsi que la couche limite perturbée, seront donc caractérisées en détail par PIV en plans horizontaux, et par mesures de pression pariétales instationnaires ainsi que d'Anémométrie Fil Chaud au voisinage du choc, afin d'étudier l'impact sur les mouvements basses fréquences du choc réfléchi et sur sa position moyenne dans l'écoulement. Les conséquences sur le développement spatial de l'interaction, et notamment son caractère tridimensionnel moyen seront analysées.

3.2.2 Perturbation de la couche limite amont

La présence d'une structuration en couche limite, visible sur le champ moyen de vitesse, supposait donc des structures stables dans le temps et l'espace. Comme la manifestation d'un tel phénomène en couche limite turbulente nous paraissait suspecte, une cause, métrologique ou autre, a été recherchée. Il s'est avéré que ces structures étaient générées par un dispositif placé dans la soufflerie qui avait pour but de favoriser la transition vers la turbulence de la couche limite. Il s'agit de

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

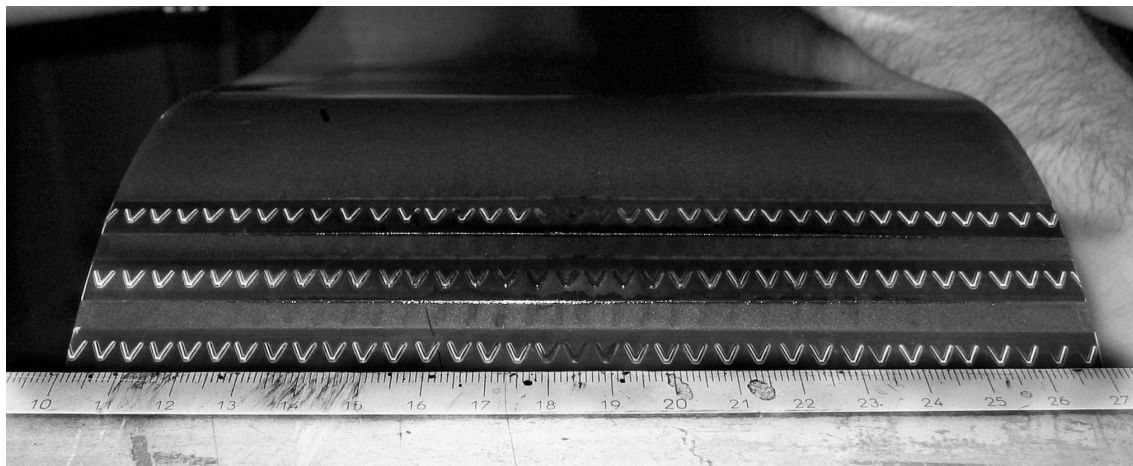


FIG. 3.19 – “Bandes dymo” placées juste en amont du col sonique.

rugosités placées juste en amont du col sonique, et à 80cm de distance de la zone d'étude. Ces rugosités se présentent sous la forme de trois bandes titreuses successives de type DYMO © sur lesquelles était inscrit le motif "V" (voir Fig. 3.19). Ces rugosités sont arrangées de manière périodique, mais chaque bande est placée sans relation particulière par rapport à la précédente. La taille de ces rugosités est de 1mm d'épaisseur, et la longueur d'onde du motif est de 5mm .

Cette taille peut sembler faible, mais leur position dans la soufflerie est telle que leur impact est assez fort sur l'écoulement : en effet, au niveau du col sonique, la couche limite est accélérée. Son épaisseur est très réduite, bien inférieure aux 11mm observés au niveau de la zone de test. La taille de ces rugosité est donc localement importante.

L'effet observé par ces rugosités, décrit par PIV en plans horizontaux, est présenté Fig. 3.20(a). Cette représentation est un empilement de 20 profils de couche limite amont transversaux, pris à différentes abscisses le long de l'écoulement, et à une hauteur de 1mm de la paroi. L'espacement entre chaque profil est de $0,5\text{mm}$, les 20 profils décrivent donc une zone de longueur environ δ_0 de la couche limite amont. La quantité décrite est la variation de la vitesse moyenne longitudinale autour de sa moyenne transversale. Pour comparaison, la même représentation sur une couche limite dont la transition est déclenchée différemment, est présentée Fig. 3.20(b)).

L'impact de ces rugosités sur la couche limite amont est donc réel. On observe clairement une organisation marquée, avec un motif périodique d'amplitude crête à crête de 20m.s^{-1} , c'est à dire de l'ordre de la vitesse de frottement. Des expériences sur des distances plus grandes ($10\delta_0$) ont permis de confirmer cette

3.2 Sensibilité aux conditions amont

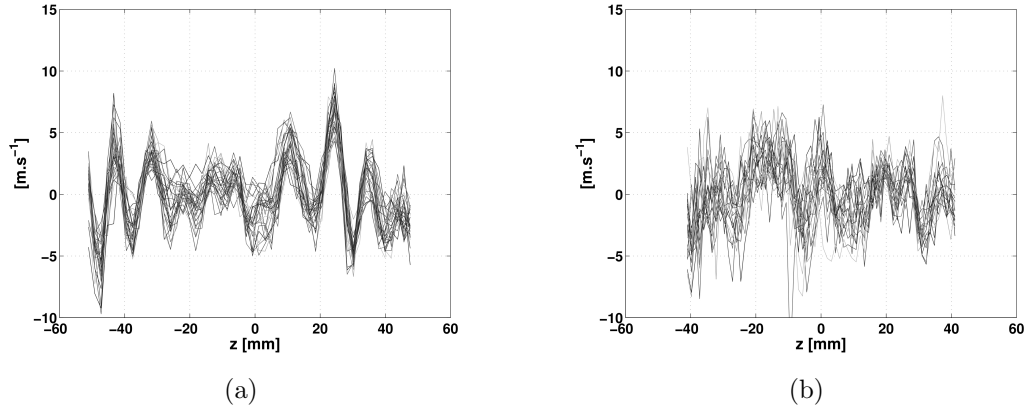


FIG. 3.20 – Profils de vitesse moyenne longitudinale. (a) : avec rugosité, (b) : sans rugosité.

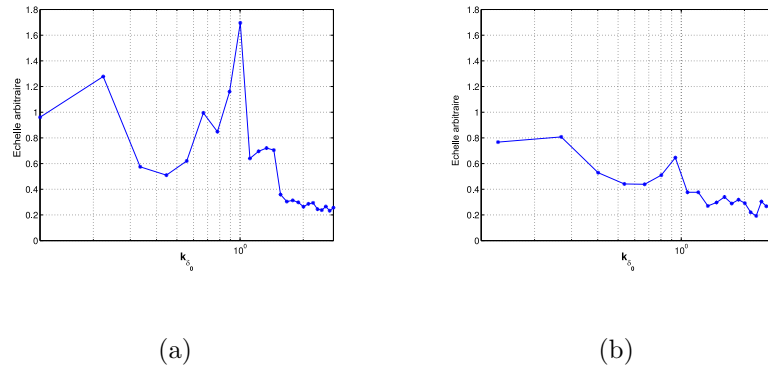


FIG. 3.21 – Spectre de Fourier associé avec Fig. 3.20. (a) : avec rugosité, (b) : sans rugosité.

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

organisation.

La transformée de Fourier spatiale de ces profils a été faite, et confirme ce caractère périodique : la valeur de la principale longueur d'onde est de l'ordre de δ_0 (Fig. 3.21(a)).

Le nombre d'onde utilisé ici est un nombre d'onde adimensionné, basé sur l'épaisseur de la couche limite, et défini comme :

$$k_\delta = \frac{k\delta_0}{2\pi}$$

En analyse de Fourier nous avons en effet la relation entre nombre d'onde k et longueur d'onde λ :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

D'où :

$$k_\delta = \frac{k\delta_0}{2\pi} = \frac{\delta_0}{\lambda}$$

et donc un nombre d'onde adimensionné de 1 sera équivalent à un pas d'apparition des structures égal à l'épaisseur de couche limite amont.

Cette longueur d'onde ne reflète pas directement la longueur d'onde des rugosités périodiques, car l'espacement entre chaque motif de ces rugosités est de 5 mm, et ces rugosités ne sont pas alignées entre elles (voir Fig. 3.19). De plus, cette longueur d'onde dépend de la pression génératrice de la soufflerie : un changement des conditions génératrices de 0.5 bar à 0.8 bar augmente cette longueur d'onde, de δ_0 à $2\delta_0$. Nous n'observons donc pas directement la signature de ces rugosités, mais leur impact sur l'écoulement. Ces rugosités semblent exciter l'écoulement, qui répond en créant des structures longitudinales en couche limite. Étant donné la configuration de notre soufflerie, une hypothèse sur la nature de ces perturbations serait que nous observons là la signature de tourbillons longitudinaux issus de l'instabilité de *Taylor-Görtler* (voir Fig 3.22). Cette instabilité est une instabilité centrifuge, qui se développe sur paroi concave, comme les parois du divergent qui suit le col sonique de la soufflerie supersonique. La présence de ces rugosités déclencherait et renforcerait la formation de cette instabilité. Ceci ne reste qu'une hypothèse, car de tels tourbillons n'ont pu être mis en évidence, et le matériel PIV disponible au moment des mesures n'étant pas capable de faire des mesures stéréoscopiques. L'analyse des champs instantanés PIV, toujours basés sur la vitesse longitudinale, a montré que ces structures longitudinales étaient très fortement présentes dans l'écoulement, avec des variations de longueur d'onde d'un champ instantané à l'autre. Un spectre de profils transversaux a été réalisé sur chaque champ instantané, pour être ensuite moyenné sur 500 réalisations : la longueur d'onde de δ_0 apparaît bien, mais le pic est plus large et moins marqué, pointant

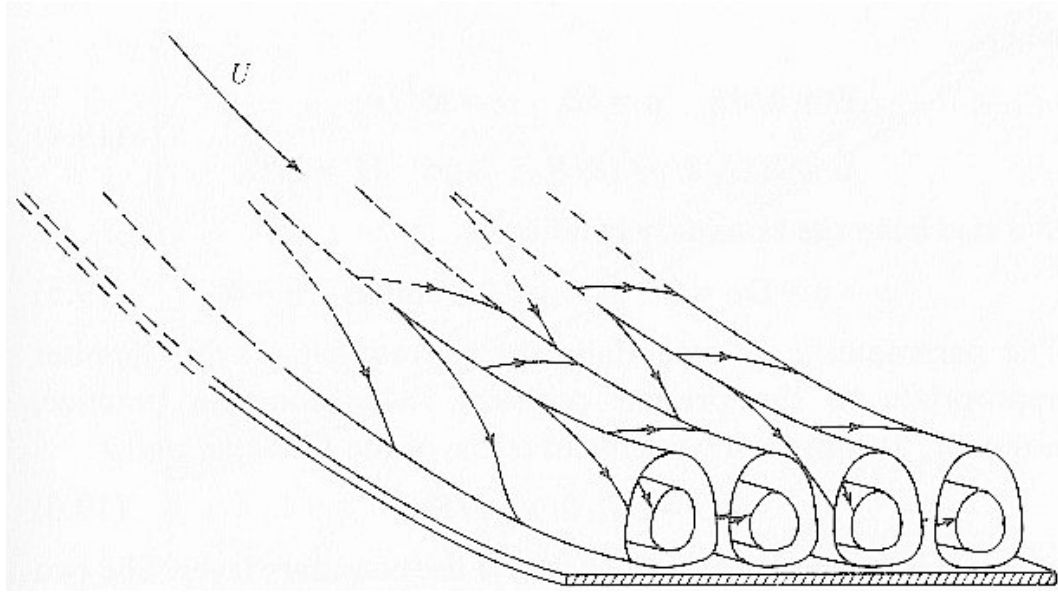


FIG. 3.22 – Organisation longitudinale des tourbillons de Görtler (tiré de [Smits & Dussauge \(1996\)](#))

bien le fait que l'agencement de ces structures n'est pas constant dans le temps (Fig. 3.23).

Dans le cas sans rugosité en aval, le spectre de Fourier confirme que l'organisation de l'écoulement est bien plus faible. (Fig. 3.21(b)) : le pic de la longueur d'onde fondamentale est moins fort et devient négligeable. S'il reste des tourbillons de Görtler ou autres structures de ce type dans notre écoulement, ils sont moins ordonnés et plus faibles.

Des profils verticaux de couche limite ont été réalisés le long de l'axe de la soufflerie, en amont de l'interaction. La transformée de Van Driest (voir § 2.2.4.2) de ces profils a été calculée, avec ou sans rugosité. Les deux profils sont en très bonne concordance, ils présentent la même loi logarithmique. Le coefficient de frottement à la paroi reste donc inchangé. Des mesures fil chaud ont aussi été menées : les valeurs RMS du flux de masse $(\rho u)'$ et son spectre ne montrent aucune différence dans les deux configurations. Il semblerait donc que les deux couches limites ont exactement les mêmes propriétés turbulentes en amont de l'interaction.

3.2.3 Impact sur l'interaction

3.2.3.1 Aspect fréquentiel

Des mesures de pression pariétales instationnaires ont été réalisées sur l'axe de symétrie de l'interaction par capteurs Kulite. Un très bon accord entre les

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

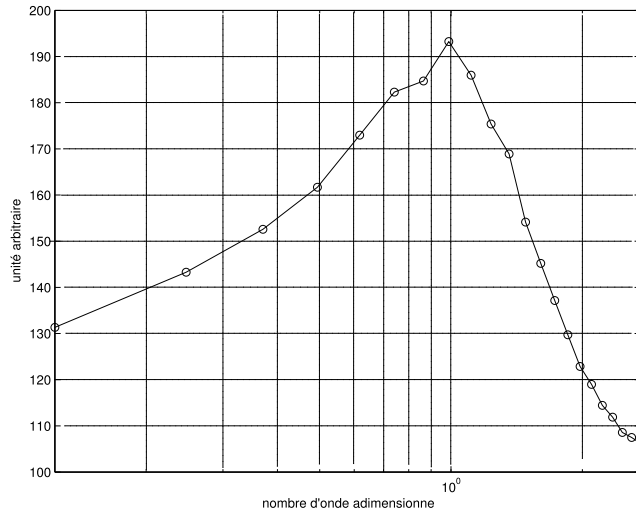


FIG. 3.23 – Spectre issu de la moyenne de 500 spectres de Fourier

deux configurations est trouvé entre les valeurs RMS de la pression au voisinage du choc, prouvant par là même que la position moyenne du choc dans l'écoulement, ainsi que l'amplitude des battements du choc ne sont pas significativement changées (voir Fig. 3.25 et Fig. 3.24). Le spectre de pression pariétale, réalisé à la position moyenne du choc, a de même été calculé (voir Fig. 3.25), et les deux spectres, avec et sans rugosités, sont identiques, avec une fréquence caractéristique de 170Hz, fréquence de battement du choc classiquement observée à $9,5^\circ$.

La présence de telles structures semble donc avoir un faible impact sur l'aspect instationnaire de l'interaction, aucune différence notable n'apparaissant sur notre expérience.

3.2.3.2 Organisation moyenne de l'écoulement

L'analyse de la structuration moyenne de l'interaction a cependant mis en évidence une forte modification dans l'organisation tridimensionnelle de cette interaction. Pour procéder à ces vérifications, la PIV par plans horizontaux à deux composantes a été utilisée (voir § 2.2.2.2).

La Fig. 3.26(a) présente les lignes de courant moyennes pour l'interaction sans rugosités en V, à une distance de 1mm de la paroi, pour une déflexion de l'écoulement de $\theta = 9,5^\circ$. La longueur d'interaction telle que définie dans le § 2.1.2, est de $71,5mm$ sur l'axe. Les deux vortex contrarotatifs sont présents, et aucune ondulation sur la ligne d'isovitesse nulle, ainsi que sur les lignes de courant n'est

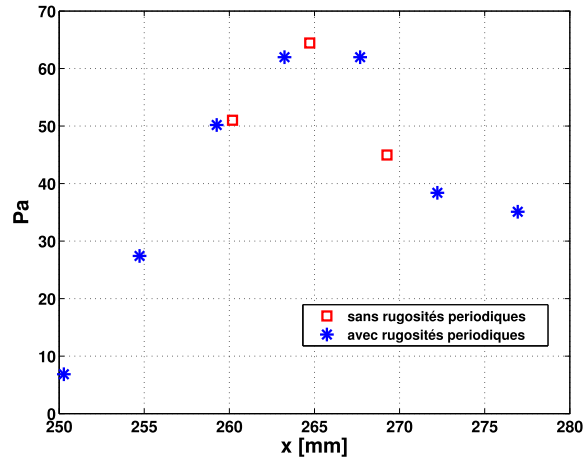


FIG. 3.24 – Pression RMS près du pied du choc réfléchi.

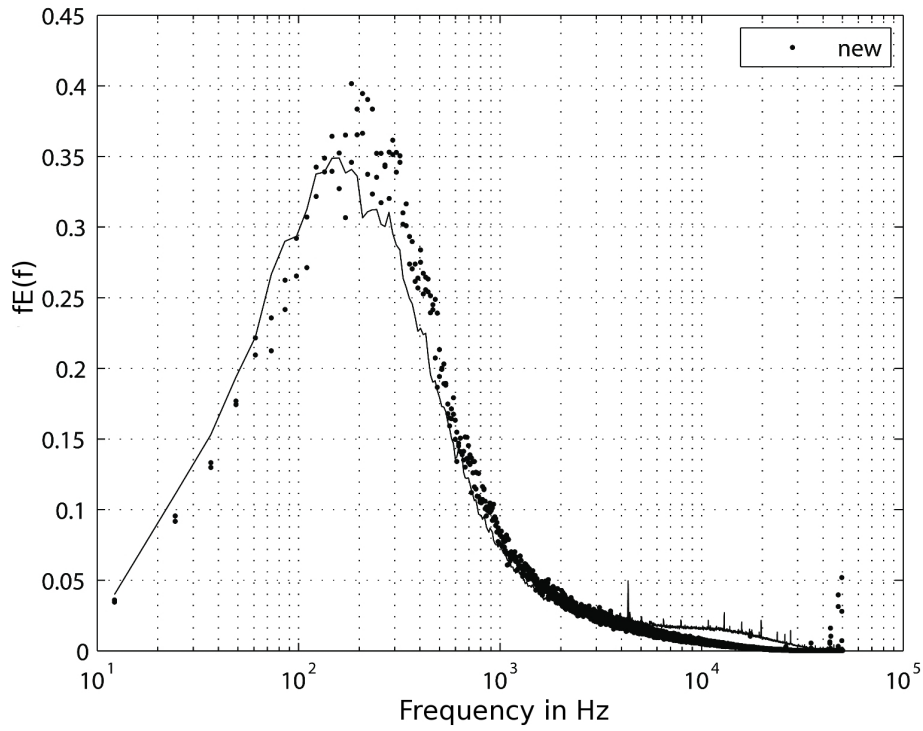


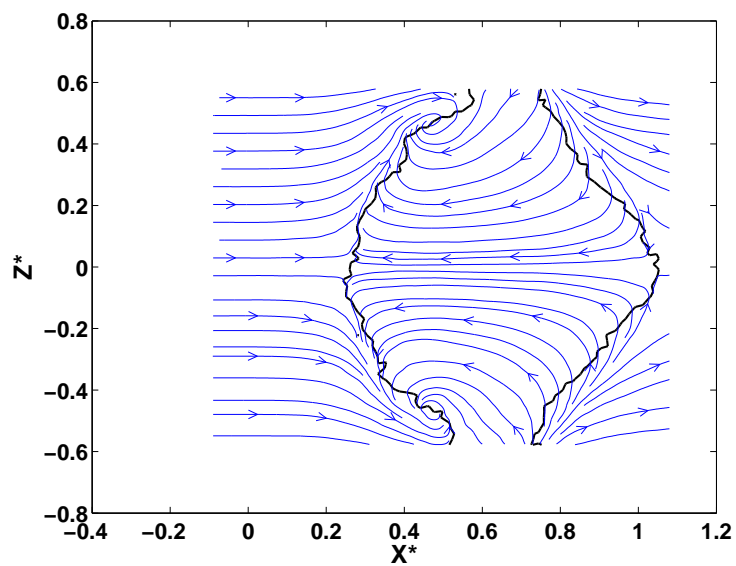
FIG. 3.25 – Spectre de pression à la position moyenne du choc réfléchi, avec et sans bandes rugueuses.

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

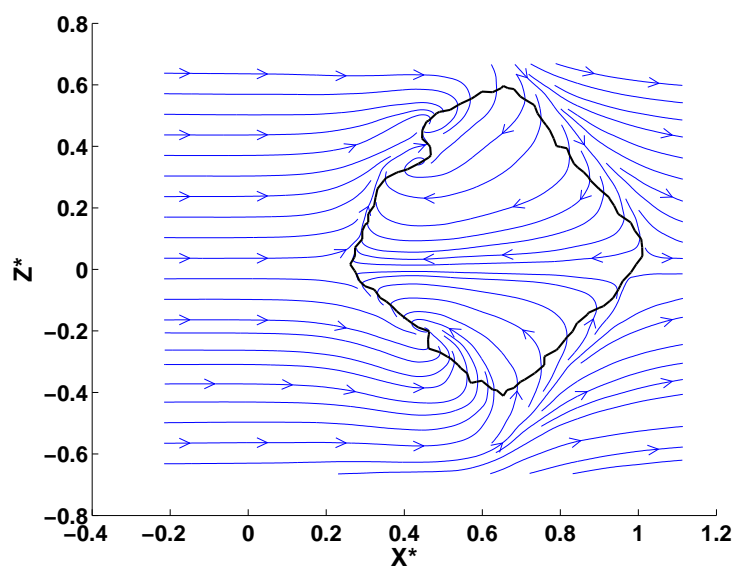
remarquable. La distance entre le centre de chaque tourbillon est de $70mm$.

La Fig. 3.26(b) représente la même interaction, mais cette fois ci avec les rugosités en V présentes. La structuration de la couche limite amont décrite ci-dessus a clairement un impact sur l'organisation moyenne et le développement tridimensionnelle de cette interaction. La ligne d'isovitesse nulle est elle même perturbée par cette structuration, avec des ondulations correspondant au motif présent en couche limite amont. Les deux tourbillons contrarotatifs de la zone de recirculation sont significativement affectés, avec leur centre beaucoup plus proche de l'axe de la tuyère, à $Z^* = \pm 0.35$, soit une distance entre tourbillons d'environ $50mm$. Cela représente une modification de 50 % par rapport au cas non perturbé. En revanche, la longueur de séparation sur l'axe (ou longueur du bulbe de recirculation) ne varie que très peu entre les deux cas (moins de 3%).

La conclusion de ces expériences est que des perturbations en couche limite amont, telles qu'elles sont générées dans notre expérience, avec une amplitude en vitesse de l'ordre de la vitesse de frottement à la paroi, n'est pas assez intense pour avoir une influence sur la structure globale de l'interaction : la position moyenne du choc réfléchi et sa fréquence caractéristique restant inchangées. Malgré cela, un effet plus subtil sur l'organisation spatiale du décollement est trouvé, la structure tridimensionnelle de l'interaction étant considérablement affectée.



(a)



(b)

FIG. 3.26 – Lignes de courant sur l'interaction sans rugosités (a) et avec rugosités (b). Ligne noire : ligne d'isovitesse nulle.

3. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE L'INTERACTION

Chapitre 4

Origines des basses fréquences du choc de décollement

4.1 Tomographie de l'interaction

Une tomographie de l'interaction a pu être réalisée sur notre écoulement. La tomographie de cette interaction a été réalisée lors d'expérience où la dessiccation de la soufflerie a été retardée. Dès lors, l'air n'était plus asséché lors de son passage dans la veine d'essai, mais était encore chargé d'humidité. Ce mode de fonctionnement est un mode "dégradé", ne pouvant être maintenu trop longtemps. L'air, après sa détente dans le divergent de la soufflerie n'est plus qu'à une température d'alors environ 150 °K. L'humidité de l'air se transforme en micro particules de glace, capables de réfléchir la lumière. Après illumination par le laser, il est alors possible de voir ces cristaux de glace. Mais leur pouvoir réfléchissant est très faible comparé à celui des particules d'encens. La dynamique des images acquises par les caméras est donc très faible elle aussi, rendant les images délicates à exploiter. L'intérêt de cette visualisation est double : premièrement, tout comme pour un ensemencement PIV à l'encens, les zones de compression seront visibles, grâce à une augmentation de la densité des particules de glace dans les zones compressées. De cette manière, les chocs sont visibles et détectables. deuxièmement, les zones de recirculation sont des parties chaudes de notre écoulement, avec des températures de l'ordre de 20°C : dans ces zones, les particules de glace sont évaporées, rendant ces parties opaques sur nos visualisations. Le caractère instationnaire peut donc être qualitativement mis en évidence. Cette visualisation n'est en rien une méthode de mesure, mais des informations pourront en être tirées sur l'aspect instationnaire du bulbe ainsi que du choc réfléchi.

Pour ce faire, plusieurs expériences, utilisant donc le système PIV par plans verticaux, ont été menées :

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

- l’acquisition de 200 champs pour des angles allant de 4° à $9,5^\circ$, par pas de $0,5^\circ$, soit l’acquisition de 2400 champs, correspondant à des interactions allant de non décollées à fortement décollées, en passant par les interactions naissantes.
- l’acquisition de 3500 champs à 8° et $9,5^\circ$ pour une vision plus détaillée de l’aspect instationnaire
- l’acquisition de 500 de champs à 8° et $9,5^\circ$, mais avec des paires d’images PIV séparées de $100\mu s$. Cette expérience est destinée à essayer d’évaluer la vitesse du choc réfléchi.

Sur les figures suivantes (Fig. 4.1, Fig. 4.2) est présentée une série d’instantanés de cette tomographie, pour tous les angles de 4° à $9,5^\circ$. Ces visualisations soulignent bien l’évolution de l’interaction, de son état non décollé à son état fortement décollé. On peut remarquer qu’entre 4° et $5,5^\circ$, aucune modification notable n’apparaît : l’interaction se comporte comme une simple réflexion de choc. Pour des angles de déviation de l’écoulement plus grands, l’interaction devient naissante, puis totalement décollée. Un bulbe de recirculation apparaît et le choc réfléchi “remonte” l’écoulement. On pourra de même remarquer que la longueur d’interaction croît rapidement, et que l’aval de l’interaction devient très fortement perturbé.

La Fig. 4.3 présente quant à elle trois instantanés de l’interaction, pour une déflexion de l’écoulement de $9,5^\circ$, dans 3 cas extrêmes, correspondant à différentes positions du choc réfléchi dans l’écoulement. Le caractère instationnaire de ce choc est donc bien visible, avec de grandes excursions. On pourra de même noter au passage que le bulbe de recirculation (partie noire sur la tomographie) suit le choc réfléchi : lorsque le choc se trouve en amont par exemple, le début de la zone décollée remonte en amont elle aussi. Ceci est associé à des bulbes qui semblent plus développés lorsque le choc est en amont, et de faible étendue spatiale lorsque le choc est plus en aval.

Cette visualisation montre bien, on le voit, la topologie globale de l’interaction, et donne quelques indices au niveau de la physique de celle-ci. L’exploitation des données acquises avec un écart de $100\mu s$ peut nous en apprendre un peu plus sur la dynamique du choc. Sur chaque paire de champs instantanés, la position du choc réfléchi dans l’écoulement, à une hauteur assez haute dans l’écoulement afin d’avoir un meilleur contraste entre le choc et le bruit de fond, a été mesurée. Ceci nous donne donc accès à la vitesse du choc ainsi qu’à son histogramme de position.

Les Fig. 4.4(a) et Fig. 4.4(b) donnent respectivement l’histogramme de position dans l’écoulement du choc réfléchi et l’histogramme des vitesses de choc.

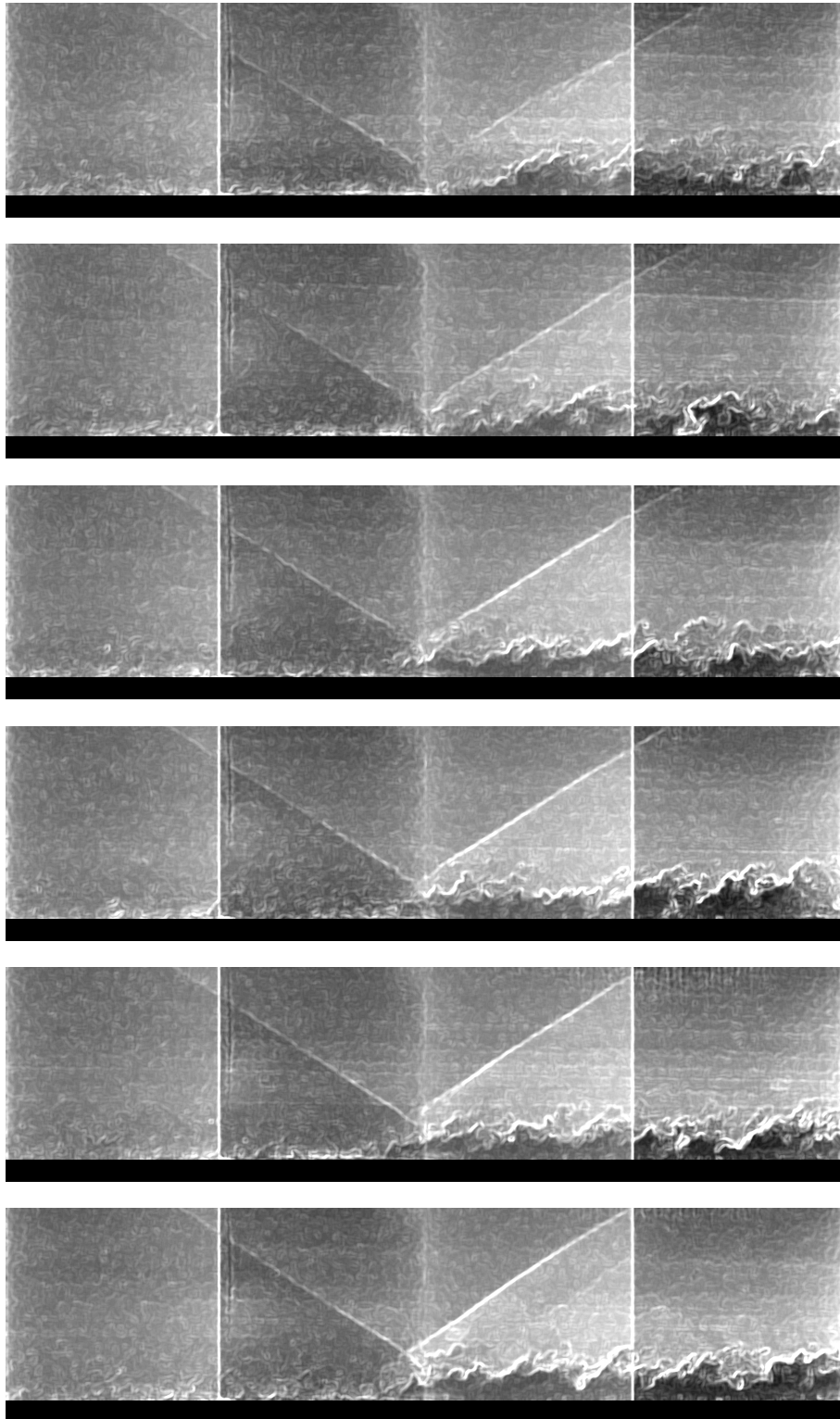


FIG. 4.1 – Champs instantanés tomographiques pour des déflexions de l'écoulement de 4° à $6,5^\circ$ par pas de $0,5^\circ$

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

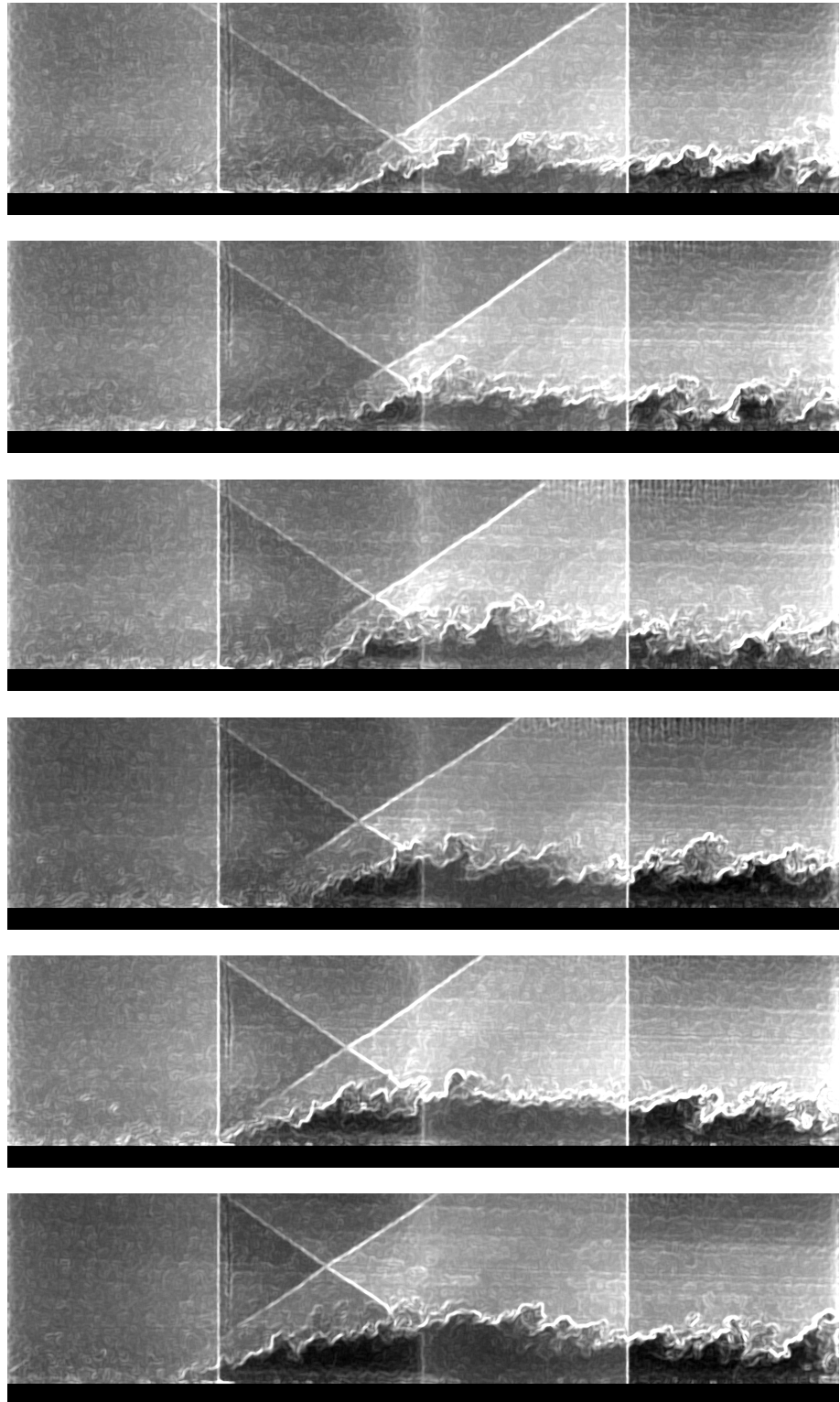
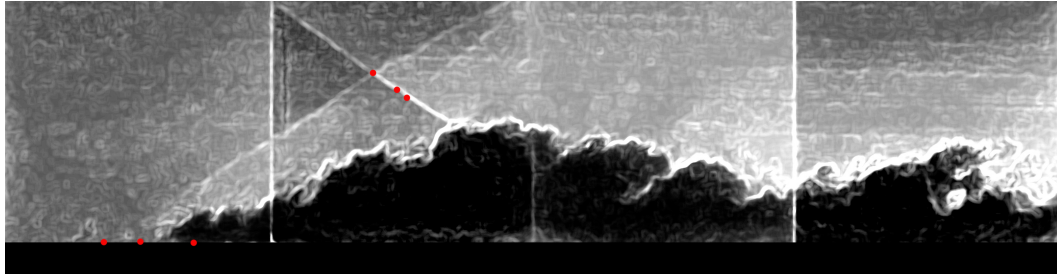
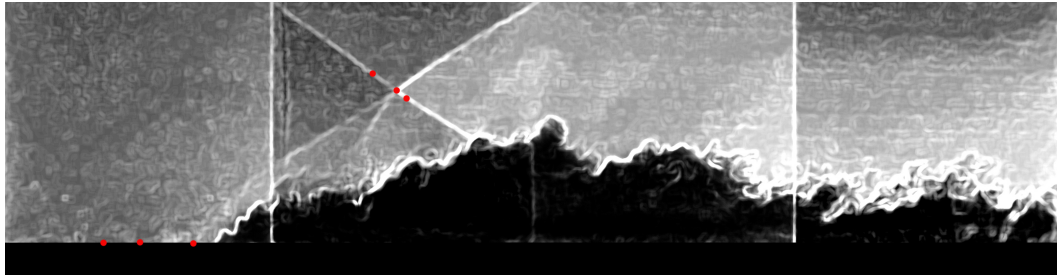


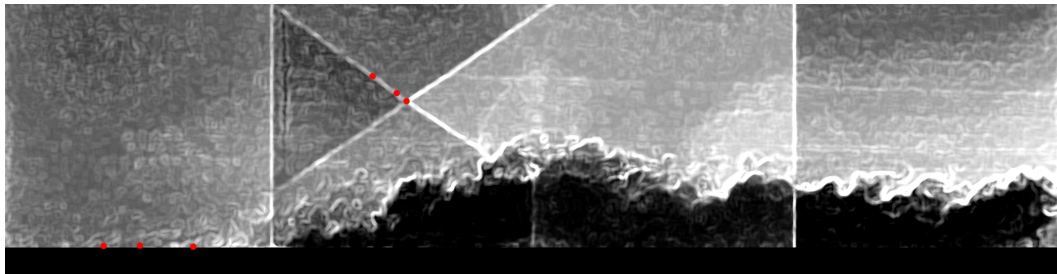
FIG. 4.2 – Champs instantanés tomographiques pour des déflexions de l'écoulement de 7° à $9,5^\circ$ par pas de $0,5^\circ$



(a) choc en position amont



(b) choc en position moyenne



(c) choc en position aval

FIG. 4.3 – 3 positions de choc différentes pour $\theta = 9.5^\circ$. Les points rouge correspondent à la position de la croisée des chocs, et la position de la prolongation du choc réfléchi à la paroi.

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

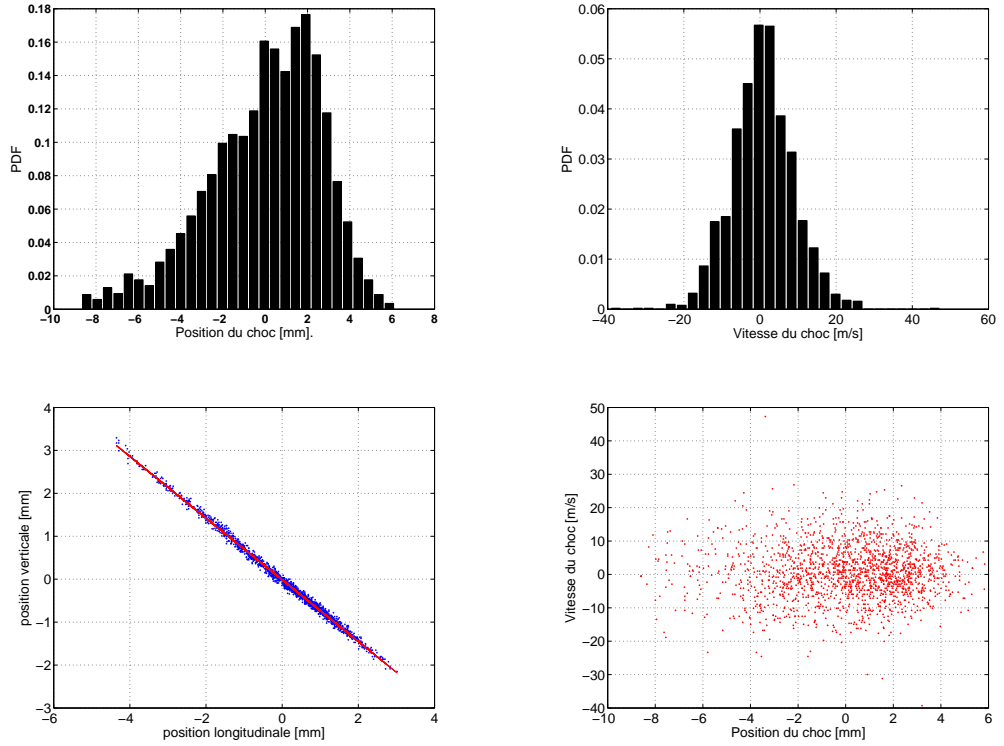


FIG. 4.4 – histogramme de la position du choc réfléchi (4.4(a)), et de sa vitesse (4.4(b)); histogramme du point de croisement entre le choc réfléchi et le choc incident (4.4(c)), et corrélation entre la position du choc réfléchi dans l'écoulement et sa vitesse (4.4(d)).

A partir de ces données, d'autres représentations ont put être déterminées : la position de la croisée des chocs (on rappelle que le choc incident est supposé stationnaire) Fig. 4.4(c), ainsi que la vitesse du choc en fonction de sa position (Fig. 4.4(d)).

On remarque de suite que le choc a une densité de probabilité de présence plus forte autour de sa position moyenne et en aval, mais l'histogramme n'est pas symétrique et on voit quelques évènements correspondant à de fortes remontées en amont, plus fortes que les mouvements vers l'aval (le maximum étant de -8 contre +6 vers l'aval). Ce résultat est confirmé par la représentation de la croisée des chocs, ou l'on voit une forte densité entre -2 et 2, mais ou des évènements apparaissent du coté amont de l'écoulement, alors qu'ils sont inexistant du coté aval.

La vitesse du choc semble, elle, équitablement répartie dans une fourchette de $\pm 30 m.s^{-1}$, et il semble que cette vitesse ne soit pas corrélée avec la position

du choc dans l'écoulement, comme le suggère la Fig. 4.4(d), où l'on voit que nous avons une repartition homogène de ces données, et donc un coefficient de corrélation entre ces deux variables proche de 0.

4.2 Description spatiale de la zone détachée

4.2.1 Mise en évidence de la couche de mélange

Cette sous-partie consacrée à la couche de mélange a fait l'objet d'une publication (Dupont et al. (2008)) dans "American Institute of Aeronautics and Astronautics", avec les références suivantes (voir annexe B) :

Dupont, P., Piponniau, S., Sidorenko, A., and Debiève, J.F. : Investigation of an Oblique Shock Reflection with Separation by PIV Measurements, AIAA Journal Vol. 46 no. 6, june 2008

L'interaction est caractérisée par un choc de séparation instationnaire, derrière lequel se crée le décollement de la couche limite. En aval de celui-ci, les différentes mesures ALD et pressions pariétales (Haddad (2005), Dupont et al. (2006)), ont suggéré la formation d'une couche de mélange, créant un maximum d'intensité de turbulence détaché de la paroi. A partir de ces mesures de pression pariétales, il a été de même suggéré que de grandes échelles apparaissent dans cette zone, avec un développement de celles-ci dans la première partie de la zone détachée, puis une éjection de grandes structures à partir de la deuxième partie ($X^* > 0,5$). Ces auteurs ont estimé la célérité de convection de ces structures de l'ordre de $170m.s^{-1}$ environ, cette célérité évoluant légèrement le long de l'interaction. Cependant, ces résultats ne sont déduits que de mesures ponctuelles à la paroi. Il est donc particulièrement intéressant de confronter ces résultats aux champs de vitesse issus de PIV dans l'interaction.

Les Fig. 3.4 et Fig. 3.10 représentent les iso-valeurs de l'intensité de turbulence de la vitesse verticale, issues de mesures PIV par plans verticaux pour $\theta = 8^\circ$ et $9,5^\circ$. Cette représentation permet de bien situer les différentes parties de l'écoulement : le choc réfléchi est bien visible, sa zone d'intermittence correspond à un maximum d'énergie, ainsi qu'à une production de turbulence en aval. En aval de ce choc se développe la zone de recirculation, et la couche de mélange est bien mise en évidence, avec des niveaux de turbulence très forts et des maximums bien détachés de la paroi. L'existence de la couche de mélange ainsi que l'émission de structures en aval de l'interaction est confirmée par l'étude des champs instantanés. La figure Fig. 4.5 représente un détecteur de vorticit   int  gral Γ_2 (Michard

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

et al. (1997)), permettant de bien mettre en évidence les différents tourbillons (voir annexe A.1).

Le détecteur de vorticité intégral Γ_2 utilisé ici est une adaptation du détecteur tel qu'il est défini en annexe. La variante vient du choix de la vitesse de convection retirée, qui est le centre de la cellule dans sa définition classique. En effet, différents tests de ce détecteur Γ_2 sur nos champs n'ont pas permis de mettre en évidence si clairement ces structures convectées. D'autres tests ont été réalisés, en retirant la vitesse moyenne de la cellule, ou une vitesse moyenne de la cellule avec pondération pour ne pas donner trop de poids aux vecteurs situés aux bords de la cellule, sans succès.

Une explication de ce comportement peu exploitable peut être le fait que nous

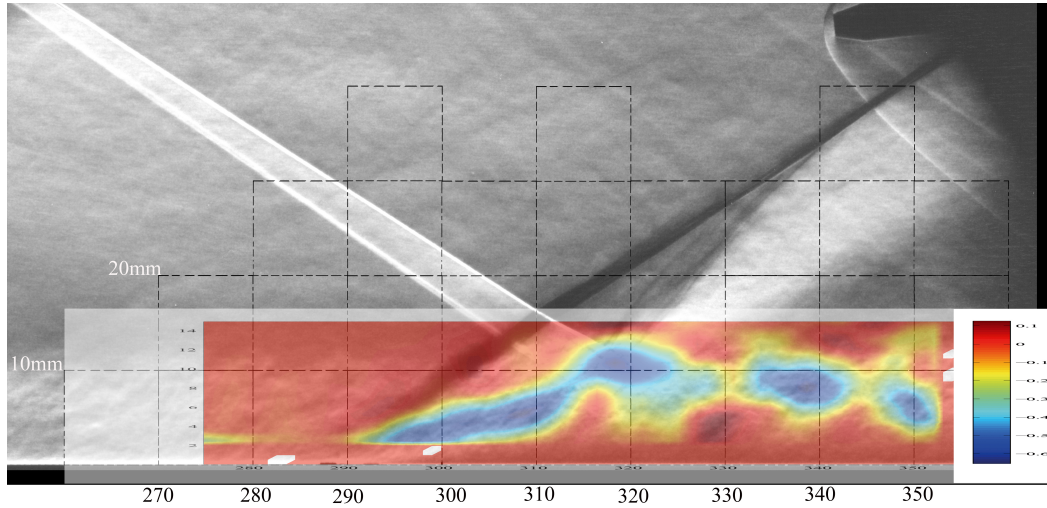


FIG. 4.5 – Détecteur de vorticité Γ_2 , superposé à une strioscopie de l'écoulement, $\theta=8^\circ$

cherchons des structures tourbillonnaires dans des endroits où les gradients de vitesse sont assez forts, et où la vitesse moyenne de la cellule, ou sa vitesse centrale, est différente de la vitesse de convection réelle des tourbillons. Pour une première exploitation des données, l'utilisation du détecteur Γ_2 , dans lequel la vitesse centrale de la cellule est remplacée par une valeur fixe de $170m.s^{-1}$ sur sa cellule de détection est largement satisfaisante, et permet, on le voit, de tirer de premières conclusions.

Nous retrouvons bien l'évolution décrite précédemment, avec des longueurs d'onde évoluant progressivement dans la première moitié de l'interaction, puis l'émission de structures à grandes échelles en aval.

L'analyse des champs instantanés de vorticité a souligné le caractère instationnaire de cette couche de mélange. En effet, la couche de mélange est animée de

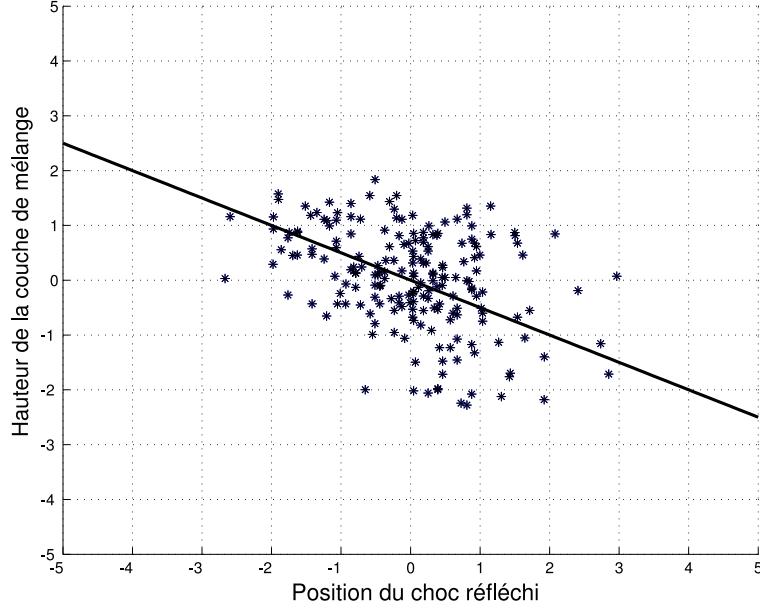


FIG. 4.6 – Lien statistique entre les mouvements du choc réfléchi et les mouvements de la couche de mélange

mouvements verticaux très forts, associés à une translation de son origine à la paroi. La Fig. 4.7 montre trois champs instantanés de vorticité, représentant trois  tats distincts de cette couche de mélange. On voit dans le cas le plus faible que la couche de mélange a pour origine $X^* \approx 0.1$, $X^* \approx 0$ pour un état moyen et enfin $X^* \approx -0.2$ pour l'état le plus haut. Ces  tats sont associés à chaque fois à un bulbe de recirculation dont l'étendue spatiale semble être proportionnelle à la hauteur de la couche de mélange. De plus, nous remarquons que l'origine du développement de cette couche de mélange est dans la fourchette d'oscillation du choc réfléchi. Il semble donc y avoir un lien entre ces différentes parties instationnaires. Une première approche sur ces résultats a été de corréler la hauteur de la couche de mélange, avec la position du choc réfléchi dans l'écoulement (Dupont *et al.* (2008)).

Pour ce faire, 200 réalisations ont été utilisées, et le résultat est présenté Fig. 4.6, où chaque quantité est présentée centrée réduite par rapport à leur valeur RMS. Un lien fort appar t, et le coefficient de corélation déduit est de $-0,5$. Il appar t ainsi que quand le bulbe de recirculation se dilate, et donc la couche de mélange s'élève, le choc se déplace dans la direction de l'amont, et lorsque le bulbe se contracte, et que la couche de mélange baisse, le choc bouge en aval. Ce lien, déjà suggéré par les fonctions de cohérence issues de mesures de pression pariétales instationnaires (Haddad (2005), Dupont *et al.* (2006)), se doit donc d'être étudié plus en détail pour la compréhension de l'interaction. Pour ce faire une analyse

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

conditionnelle des champs PIV sera menée, et un schéma sera ensuite proposé.

4.2.2 Analyse conditionnelle de la zone décollée

4.2.2.1 Par plans verticaux

Les champs de vitesses ont été obtenus par PIV en plans verticaux, dont la configuration expérimentale est décrite § 2.2.2.3. Un lot de 5000 images PIV a été acquis, dans le but d'effectuer une analyse conditionnelle sur les champs de vitesse, et ce afin de mettre en évidence les instationnarités du bulbe de recirculation ainsi que ses éventuels liens avec les mouvements basses fréquences du choc réfléchi. Dans le cas de l'interaction pour un angle de déflexion de l'écoulement de $\theta = 9,5^\circ$, où le bulbe de recirculation est très développé spatialement, deux caméras ont été alignées l'une à coté de l'autre dans la direction longitudinale, afin de créer un champ de vision plus large. Le champ de vision de chaque caméra recoupe l'autre, et un programme externe développé sous Matlab permet de recoller ces images entres elles pour n'en créer qu'une seule, à laquelle on appliquera le processus de dépouillement classique. Pour ce faire, chaque caméra prends au préalable l'image d'une grille de calibration connue, et une intercorrélation spatiale entre les deux images nous donne la correspondance spatiale entre les deux champs. La taille du champ final couvre une aire d'environ $180 \times 20 mm^2$ ($\simeq 16\delta_0 \times 2\delta_0$). La méthode de dépouillement est celle décrite au § 2.2.3.

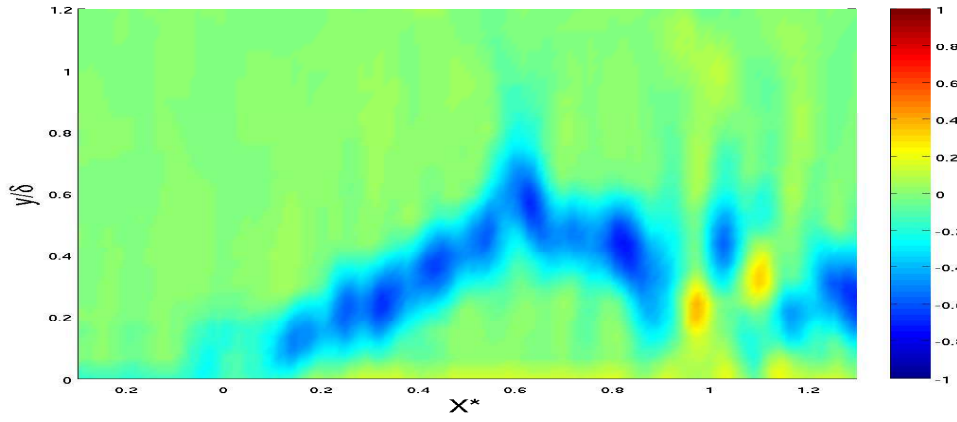
L'organisation globale de l'interaction, ainsi que la présentation des différentes quantités accessibles par mesures PIV, sont décrites aux § 3.1.1 pour les cas à 8° et $9,5^\circ$. Sur les figures Fig 4.8(a) et Fig 4.8(b) sont reportées la vitesse normale moyenne et la valeur RMS de cette composante de la vitesse, ainsi que la ligne de jet moyenne. La ligne de jet est définie comme :

$$\{y_j(x)\}, \text{ où } \int_0^{y_j(x)} \rho u dy = 0.$$

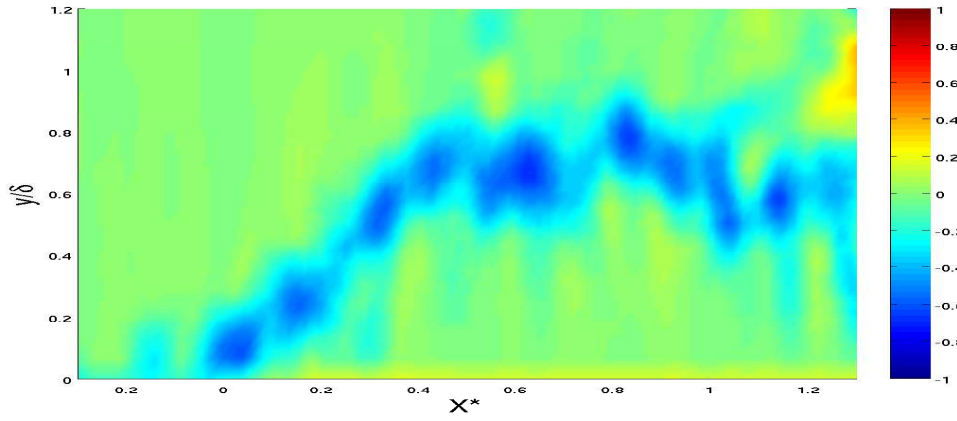
La région de l'écoulement concernée pour le calcul de cette ligne de jet est une région à nombre de Mach limité. Ainsi, les variations de densité seront négligées, et le calcul de cette ligne de jet sera approximée par : $\int_0^{y_j(x)} u dy = 0$.

Une analyse conditionnelle a été menée sur ces champs instantanés issus de PIV, et basée sur l'étendue spatiale du bulbe de recirculation, plus précisément sa hauteur instantanée. La ligne de jet instantanée est calculée sur chaque champ, et les caractéristiques du bulbe de recirculation instationnaire sont classées en fonction de l'élévation instantanée de celui-ci $y_{i,max} = \max(y_j(x))$, élévation définie comme étant la hauteur maximum de la ligne de jet $y_j(x)$.

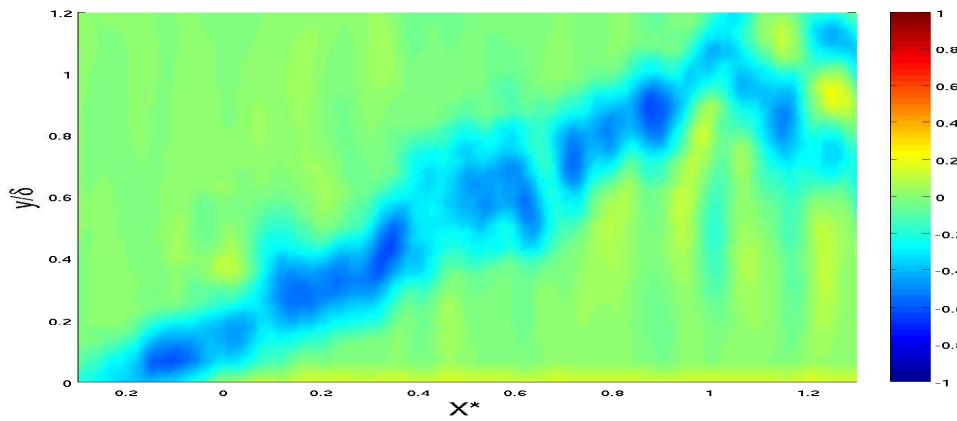
4.2 Description spatiale de la zone détachée



(a) État bas



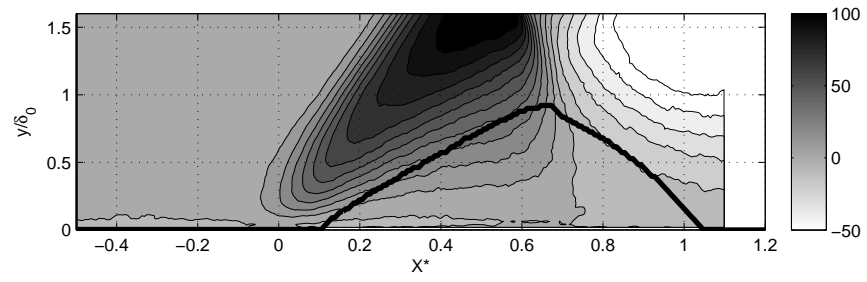
(b) État moyen



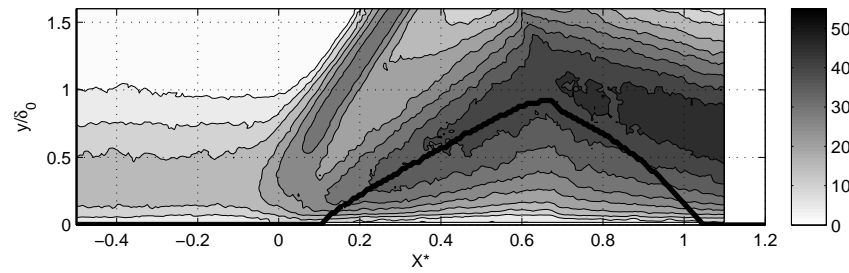
(c) État haut

FIG. 4.7 – Détecteur de vorticité Γ_2 , sur 3 champs instantanés distincts, montrant les mouvements de la couche de mélange

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT



(a)



(b)

FIG. 4.8 – Champ moyen (a) et champ d'intensité de turbulence (b) de la vitesse normale dans l'interaction. La ligne noire représente la ligne de jet.

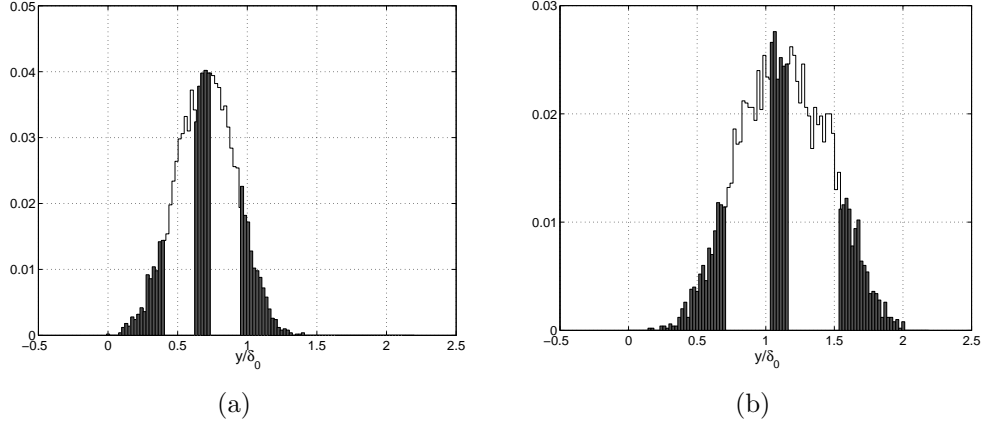


FIG. 4.9 – Pdf de l'élévation maximale instantanée de la ligne de jet, dans le bulbe de recirculation ; (a) : $\theta = 8^\circ$, (b) : $\theta = 9.5^\circ$

Les fonctions de densité de probabilité des hauteurs de bulbe $y_{i,max}$ pour les cas à 8° et $9,5^\circ$ sont présentées Fig. 4.9

Afin d'analyser le comportement du bulbe, l'étendue spatiale de celui-ci a été divisée en trois sous-familles :

- bulbes spatialement peu étendus : $y_{i,max}/\delta_0 < y_1$
- bulbes moyens : $y_2 < y_{i,max}/\delta_0 < y_3$
- bulbes spatialement très étendus : $y_4 < y_{i,max}/\delta_0$.

Les zones grisées sur les histogrammes présentés Fig. 4.9 représentent la proportion de chaque sous-famille. Les valeurs y_i ont été ajustées de sorte que, dans chaque famille, soit présent environ 10% du nombre total de réalisations. Comme nous avons à disposition 5000 champs instantanés, chaque famille possède un nombre de 500 réalisations, donnant ainsi des moyennes statistiquement convergées pour chaque cas.

Les résultats sont présentés Fig. 4.10 pour le cas à 8° et Fig. 4.11 pour le cas à $9,5^\circ$. Dans le but de rendre ces résultats plus lisibles, sur ces deux dernières représentations, seul les courants retour sont décrits.

Comme le suggèrent ces résultats, on peut voir que le bulbe est très fortement instationnaire, avec de grandes respirations. Pour les cas les plus faibles, le bulbe est très petit voire inexistant, alors que dans l'autre cas extrême, le bulbe est très fortement développé spatialement, atteignant des hauteurs maximum de courant retour de $y/\delta \approx 0,7$ pour le cas à 8° à plus de $y/\delta \approx 1,1$ pour le cas à $\theta = 9,5^\circ$. Dans ces derniers cas, la valeur maximale du courant retour est très forte elle aussi, jusqu'à -100ms^{-1} pour le cas à $\theta = 8^\circ$ et -150ms^{-1} pour le cas

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

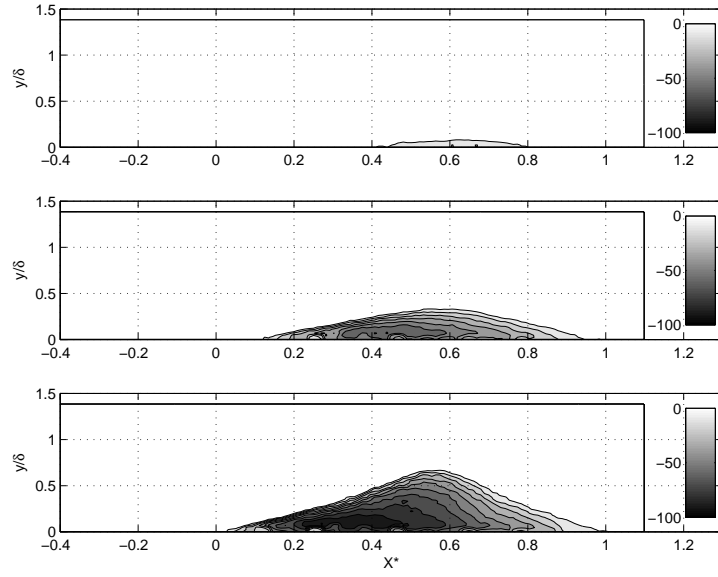


FIG. 4.10 – Champ de vitesse moyenne longitudinale dans chaque cas conditionnel (faible, moyen et fort), $\theta = 8^\circ$.

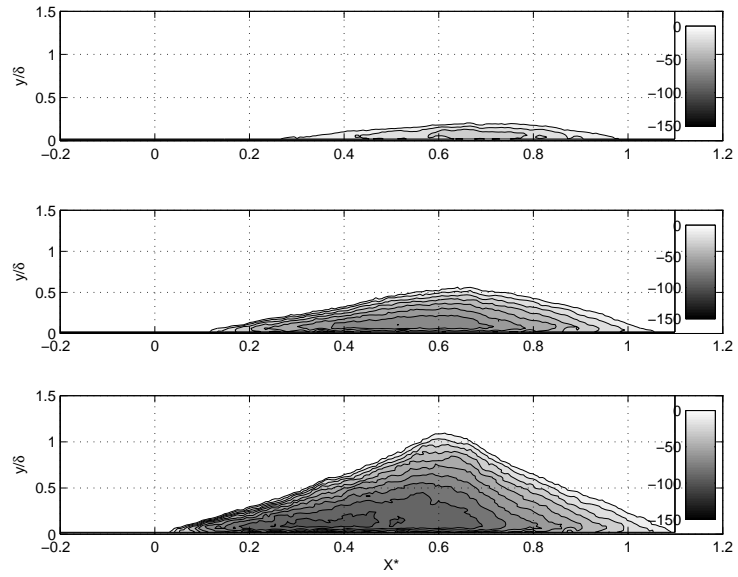


FIG. 4.11 – Champ de vitesse moyenne longitudinale dans chaque cas conditionnel (faible, moyen et fort), $\theta = 9,5^\circ$.

à $\theta = 9,5^\circ$.

A la vue de ces différents résultats, on peut dès lors appréhender le comportement de ce bulbe de recirculation. Ce bulbe, fortement instationnaire, est sujet à des successions de contractions et dilatations, qui, dans certains cas, peuvent être très violentes. Cela conduit à des événements où le bulbe est quasiment inexistant, tout le fluide contenu dans la zone de recirculation ayant été absorbé par l'écoulement, et d'autres cas où, à l'inverse, le bulbe connaît une subite réalimentation en fluide, la vitesse de courant retour pouvant atteindre 35% de la vitesse extérieure amont ! Ce caractère très fortement intermittent peut être supposé relié aux caractéristiques instationnaires de l'écoulement en amont de ce bulbe, à savoir le choc réfléchi instationnaire ainsi que la couche limite amont. On se propose donc par la suite d'étudier ce lien.

4.2.2.2 Corrélation avec le choc réfléchi

Pour chaque famille de bulbe conditionnel, la position moyenne du choc réfléchi a été calculée. Pour ce faire, nous considérons l'évolution longitudinale de la valeur RMS de la vitesse normale ($\sqrt{v'^2}$), qui atteint un maximum local au niveau du choc réfléchi. Cette quantité est bien appropriée pour mettre en évidence ce choc, comme le prouve la figure Fig. 4.8(b). La méthode employée ici est la même que celle employée pour localiser la position du choc à partir de mesure de pressions pariétales instationnaires, et décrit au § 2.2.4.3.

La position du choc réfléchi a donc été estimée pour chaque cas conditionnel, à 4 hauteurs différentes. Les résultats sont présentés Fig. 4.12 pour le cas à 8° , pour des altitudes de $y/\delta_0 \in \{0,6; 0,8; 1; 1,2\}$ et Fig. 4.13 pour le cas à $9,5^\circ$ pour des altitudes $y/\delta_0 \in \{0,8, 1, 1,2, 1,5\}$. Des altitudes plus basses dans l'écoulement, se rapprochant donc plus précisément de la position du choc à la paroi, étaient difficiles à obtenir : en effet, pour des altitudes $y/\delta_0 < 0,5$ la trace du choc réfléchi devient plus diffuse, et les niveaux de turbulence créés par son passage se retrouvent à un niveau similaire de turbulence de la couche limite aval. Le maximum local est donc très faible voir inexistant, rendant donc l'identification de la position du choc impossible.

Au vu des Fig. 4.12 et Fig. 4.13, il apparaît très clairement que la position du choc réfléchi dans chaque cas conditionnel est très fortement corrélée à la taille de la zone décollée. Lors de très fortes dilatations du bulbe, associées à des courants retour très forts, le choc est positionné plutôt en amont de sa position moyenne. Inversement, lorsque le bulbe se contracte pour éventuellement disparaître, le choc est situé en aval de sa position moyenne. L'amplitude de mouvement du choc réfléchi reste dans les mêmes proportions pour les cas à 8° et $9,5^\circ$, et dont la valeur est $\simeq 0,1L$.

On peut toutefois remarquer une dissymétrie dans les mouvements de choc : le

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

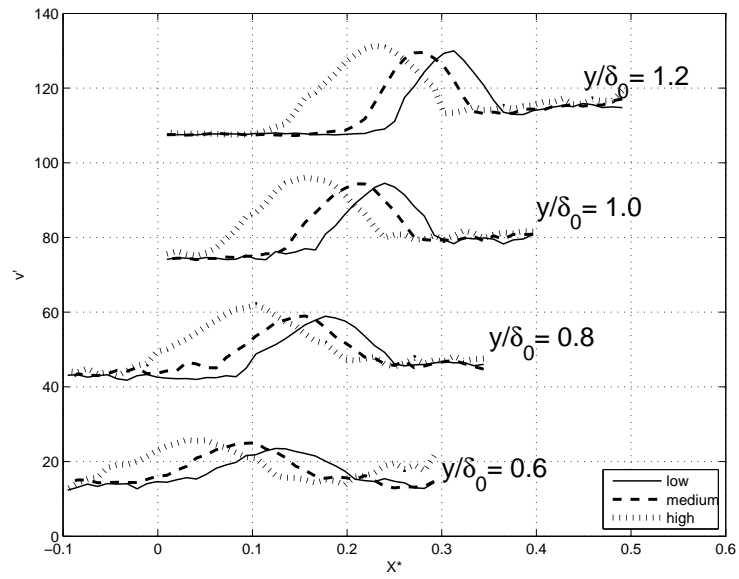


FIG. 4.12 – Écart type des fluctuations de la vitesse verticale conditionnelle.
 $\theta = 8^\circ$.

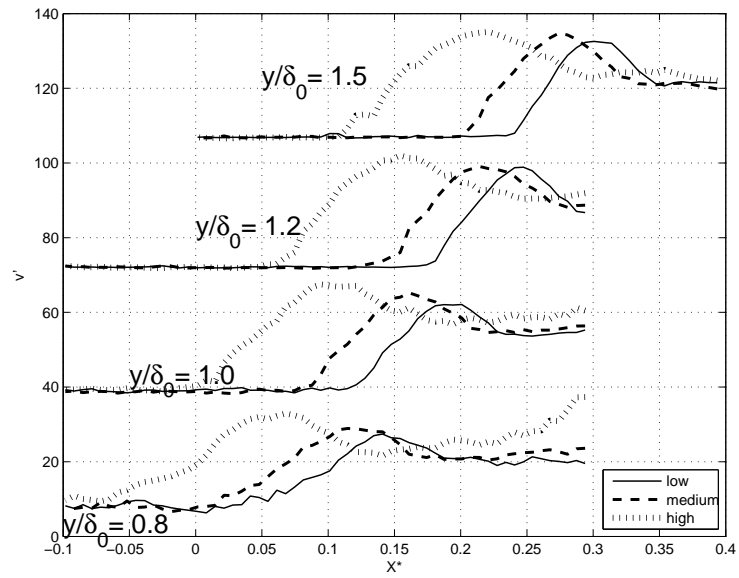


FIG. 4.13 – Écart type des fluctuations de la vitesse verticale conditionnelles.
 $\theta = 9,5^\circ$.

choc remonte faiblement en aval de sa position moyenne durant les phases de contraction du bulbe, alors que, pendant les phases de réinjection de fluide et donc de forte dilatation du bulbe, l'amplitude de remontée du choc en amont de sa position moyenne est deux fois plus grande.

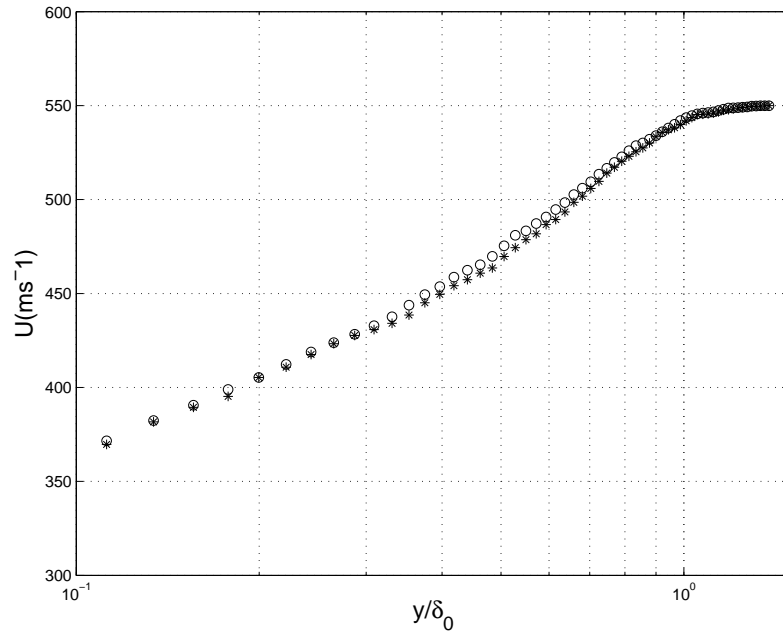
4.2.2.3 Corrélation avec l'amont

De nombreux travaux expérimentaux et numériques, concernant l'interaction entre onde de choc et couche limite sous diverses configurations, centrent leur recherche des origines des mouvements instationnaires du choc réfléchi sur les conditions amont. En effet, comme décrit en introduction, certains auteurs suggèrent que le passage de mégastructures au pied du choc, d'une longueur pouvant atteindre 30δ , soit la principale cause des instationnarités observées sur ce type d'interaction. La description de ces mégastructures, et quelques analyses sur notre écoulement, ont été proposées § 3.2. A travers l'analyse conditionnelle réalisée ici, il est possible de même d'étudier un éventuel lien entre la taille de la zone décollée, et l'aspect de la couche limite en amont de l'interaction. Le passage de telles "mégastructures" induit des perturbations de vitesse dans l'écoulement de l'ordre de $\pm 2U_\tau$ (Adrian *et al.* (2000); Ganapathisubramani *et al.* (2007)). Dans notre écoulement, où $U_\tau = 24m.s^{-1}$, cela devrait induire des perturbations de $\pm 50m.s^{-1}$, donc détectables sur les profils moyens de couche limite amont dans chaque cas conditionnel. Les profils de couche limite amont associés à chaque famille de bulbe ont donc été réalisés, dans une section bien en amont de la zone d'oscillation du choc réfléchi, afin d'éviter toute contamination par celui-ci. La section de référence est $X^* = -0,45$, et les résultats sont proposés Fig. 4.14 pour les cas à 8° et $9,5^\circ$.

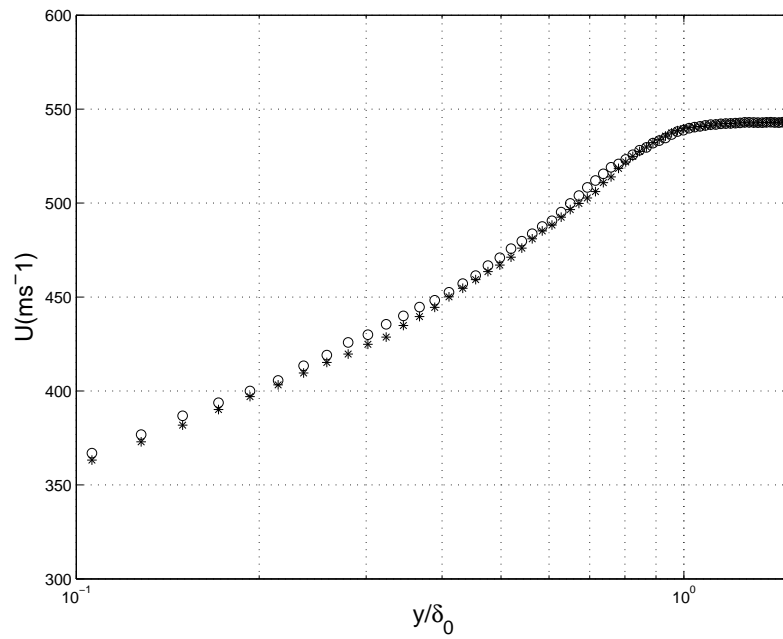
Nous n'observons que de légères modifications dans la forme des profils de couche limite selon l'état du bulbe décollé : les zones de recirculation spatialement développées correspondent à un profil de vitesse longitudinale légèrement plus grand que pour les autres cas. Cette observation est similaire à celle faite par Ganapathisubramani *et al.* (2007) dans une rampe de compression à Mach 2. Mais malgré cela, les amplitudes maximales observées entre chaque cas extrême sur ces profils de vitesses sont de 1% pour le cas à 8° et 2% pour le cas à $9,5^\circ$, soit à la limite de la précision des mesures.

Des résultats similaires ont été obtenus dans des sections plus proches du choc réfléchi. Des variations de si faibles amplitudes en couche limite amont semblent ne pas être la principale source d'excitation du choc réfléchi. De plus, notre expérience permet de générer des chocs induisant des déflexions d'écoulement entre 4° et $9,5^\circ$. Comme cela a été décrit aux § 4.1 et § 2.1.2, cela permet donc de passer d'interactions sans décollement à des interactions fortement décollées en

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT



(a)



(b)

FIG. 4.14 – Profils de vitesses conditionnels en couche limite amont, $X^* = -0.4$. (\circ faible recirculation ; $*$ forte recirculation). (a) : $\theta = 8^\circ$, (b) : $\theta = 9,5^\circ$.

4.2 Description spatiale de la zone détachée

passant par les interactions naissantes (Dupont *et al.* (2006); Haddad (2005)). La fréquence du choc réfléchi et du bulbe de recirculation ont été mesurées dans ces différents cas, et les fréquences varient en fonction de l'intensité du choc incident, sans avoir de lien avec la couche limite amont qui reste la même en entrée de la section de mesure.

Toutefois, la légère dépendance observée peut laisser suggérer que les conditions instationnaires peuvent avoir un rôle. Mais malgré cela, la cohérence à basse fréquence entre la couche limite amont et les basses fréquences du choc réfléchi reste insignifiante dans la plupart des cas (Debiève & Dupont (2007) pour des écoulements sur plaque plane, Thomas *et al.* (1994) et Wu & Martin (2008) pour des écoulements de rampes).

Pour conclure, nous pouvons, grâce à ces fréquences mesurées sur notre interaction (voir Tab. 4.1), remonter aux échelles de superstructures nécessaires pour deux configurations distinctes d'écoulement décollé ($\theta = 8^\circ$ et $9,5^\circ$).

Si l'on considère que ces superstructures se déplacent dans l'écoulement avec une vitesse de convection $U_c = 0,8U_e$, alors nous avons la relation :

$$f = \frac{U_c}{l_s} = \frac{0.8U_e}{l_s} \quad (4.1)$$

et donc :

$$l_s = \frac{0.8U_e}{f} \quad (4.2)$$

avec l_s la longueur des superstructures en $[m]$ et f la fréquence de choc en $[Hz]$.

Pour le cas $\theta = 9.5^\circ$, la fréquence vaut $171Hz$, ce qui nous donne une longueur $l_s \approx 2,6$, soit $\approx 236\delta_0$.

Pour le cas $\theta = 8^\circ$, la fréquence vaut $384Hz$, ce qui nous donne une longueur $l_s \approx 1,15$, soit $\approx 105\delta_0$.

On le voit, d'une part notre écoulement, pour obtenir les fréquences mesurées, devraient comporter des superstructures dont la longueur est très grande comparée à la longueur décrite par ces différents auteurs. D'autre part, deux cas distincts donnent des échelles pour les superstructures variant du simple au double, ce qui apparaît peu vraisemblable, voire incohérent.

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

4.3 Un scénario pour l'interprétation des basses fréquences

Cette partie ainsi que la partie précédente concernant l'analyse conditionnelle du bulbe de recirculation est une version étayée d'un papier soumis au "Journal of Fluid Mechanics", actuellement en cours de publication ([Piponnier et al. \(2009\)](#) voir Annexe [B](#)).

4.3.1 Introduction

A la vue de ces différents résultats, il apparaît dans notre cas que les mouvements du choc réfléchi, à basse fréquence, sont fortement liés aux respirations du bulbe décollé. L'analyse de la zone décollée a permis de mieux caractériser le bulbe, et l'on voit que ce bulbe est parfois quasi inexistant, parfois fortement étendu spatialement. L'analyse des champs PIV a mis en évidence la présence d'une couche de mélange, dans la première partie de l'interaction, et le phénomène de lâcher tourbillonnaire ensuite. A partir de ces différentes constatations, un modèle, basé notamment sur l'étude de la couche de mélange, a été construit, et ce afin d'expliquer les basses fréquences du bulbe de recirculation, et donc du choc réfléchi.

Dans un premier temps nous rappellerons les propriétés des couches de mélange pour les fluides compressibles. Ensuite, le schéma sera construit. Sa validité sera étudiée sur notre écoulement, puis l'application à d'autres écoulements sera réalisée.

4.3.2 Schéma aérodynamique

4.3.2.1 Notion sur les couches de mélange compressible

Une couche de mélange est la couche se développant entre deux écoulements parallèles de vitesses et densités différentes. Elle est le siège d'instabilités donnant naissance à divers régimes spatio-temporels, et caractérisées par la présence de structures à grandes échelles ([Papamoschou & Roshko \(1988\)](#)). Ce phénomène contribue fortement au mélange et à la diffusion de quantité de mouvement, de matière et de température.

La couche de mélange peut être grossièrement modélisée comme la Fig. [4.15](#).

[Brown & Roshko \(1974\)](#) ont étudié le comportement des couches de mélange pour différents rapports de densité $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, et ont permis de mettre en évidence les effets de densité sur ces couches, avec un taux d'évasement dépendant de ce rapport, pour des vitesses U_1 et U_2 similaires entre chaque expérience.

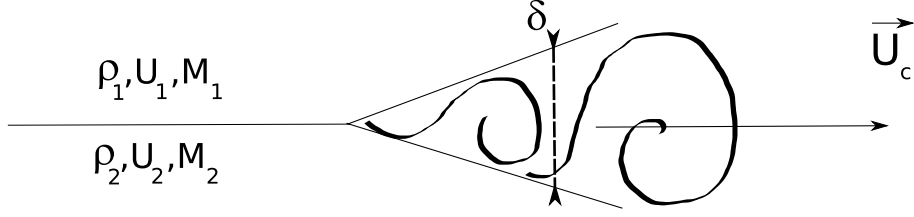


FIG. 4.15 – Schématisation d'une couche de mélange

Dans une couche de mélange pleinement développée, les grandeurs moyennes, comme les profils de vitesse moyenne, sont auto-similaires en fonction de la position longitudinale x . L'épaisseur de vorticité est définie comme suit :

$$\delta_\omega = \frac{\Delta U}{\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_{max}},$$

avec $U(y)$ la vitesse moyenne longitudinale et $\Delta U = U_1 - U_2$ l'écart de vitesse entre les deux écoulements. Le taux de croissance spatiale d'une couche de mélange est défini comme :

$$\delta' = \frac{d\delta}{dx}.$$

On trouve, dans les conditions de similitude, que l'épaisseur de la couche de mélange croit de manière linéaire avec x . Nous aurons donc $\delta' = \text{constante}$. Pour bien différencier les effets de compressibilité d'une part, et les effets de rapports de vitesse ou de densité d'autre part, un nombre de Mach caractéristique de l'écoulement, le nombre de Mach convectif M_c a été introduit par [Bogdanoff \(1983\)](#) et généralisé par [Papamoschou & Roshko \(1988\)](#). Ce nombre de Mach est un nombre de Mach basé sur la vitesse de convection des gros tourbillons relativement aux écoulements extérieurs ( coulement 1 ou 2). Ces nombres de Mach relatifs sont défini par les relations :

$$M_{c1} = \frac{U_1 - U_c}{a_1} \text{ et } M_{c2} = \frac{U_c - U_2}{a_2},$$

où U_c est la vitesse de convection des gros tourbillons, et a_1 et a_2 la vitesse du son dans chaque milieu.

Le nombre de Mach convectif peut être estimé de manière isentropique ([Bogdanoff \(1983\)](#), [Papamoschou & Roshko \(1988\)](#)) avec les hypothèses suivantes :

- nous supposons que les tourbillons sont convectés à la vitesse U_c ,

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

- entre deux tourbillons, il y a un point d'arrêt,
- il n'y a pas de perte significative d'entropie le long des lignes de courant.

A partir de ces hypothèses, nous pouvons écrire, au point d'arrêt, l'égalité des pressions totales de chaque écoulement :

$$\left[1 + \frac{\gamma_1 - 1}{2} \left(\frac{U_1 - U_c}{a_1} \right)^2 \right]^{\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} = \left[1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \left(\frac{U_c - U_2}{a_2} \right)^2 \right]^{\frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1}},$$

où γ_i est le rapport des chaleurs spécifiques du fluide i .

Dans le cas particulier d'une couche de mélange générée à partir du même fluide, on a $\gamma_1 = \gamma_2$, et nous pouvons donc en déduire :

$$U_c = U_{c,is} = \frac{a_2 U_1 + a_1 U_2}{a_1 + a_2}$$

Les deux nombres de Mach convectifs sont alors identiques et on obtient donc une valeur unique, ce qui implique donc que les effets de compressibilité sont les mêmes par rapport à chacun des écoulements, et que donc le comportement de la couche de mélange est symétrique.

$$M_{c1} = M_{c2} = M_c = \frac{\Delta U}{a_1 + a_2}$$

Les expériences de [Papamoschou & Roshko \(1988\)](#) montrent que l'effet propre de la compressibilité sur le taux d'évasement peut être isolé en représentant en fonction du nombre de Mach convectif le taux d'évasement d'une couche de mélange normalisée par le taux d'évasement d'une couche de mélange subsonique aux mêmes rapports de vitesses (r) et de densité (s) :

$$\frac{\delta'_{M_c}(r, s)}{\delta'_{M_c=0}(r, s)} = \Phi(M_c).$$

Cette courbe, présentée Fig. 4.17, est l'adaptation d'une courbe tirée de [Smits & Dussauge \(1996\)](#), qui présentait de nombreux points expérimentaux sur le taux d'évasement des couches de mélange, avec la caractéristique que cette courbe décroît de manière significative lorsque le nombre de Mach convectif augmente. Pour des nombres de Mach convectifs voisins ou légèrement supérieurs à 1, comme c'est le cas pour nos expériences, cette courbe atteint alors une valeur d'environ 0,2.

4.3.2.2 Construction du schéma

Nous proposons ici une analyse très simple, basée sur une analyse globale de la zone décollée. Le but est de construire un schéma capable d'expliquer les respirations d'un bulbe décollé, quelque soit la géométrie considérée. La façon dont le décollement est généré (décélération, interaction avec des ondes de choc, etc...) ne sera pas spécifiée dans un premier temps. Nous ne considérerons pas non plus la présence ou non de choc en amont du décollement, nous nous intéresserons simplement au bulbe lui-même. La zone décollée est supposée de longueur finie. Son comportement est résumé dans la Fig 4.16.

Dans la première partie du bulbe décollé, depuis la ligne de décollement, des structures tourbillonnaires sont générées dans la couche de mélange. Leur taille grandit au fur et à mesure que l'on se rapproche du milieu de l'interaction. Dans une vision quasi-statique de cet écoulement, on suppose que du fluide de la zone de recirculation est entraîné par cette couche de mélange. Après une certaine distance, ces tourbillons sont éjectés en aval de l'interaction, emportant de ce fait de la masse et de la vorticité en dehors de l'interaction et du bulbe décollé.

Ce processus génère, dans le bulbe de recirculation, un défaut de masse évoluant avec le temps. Si aucune masse n'est réinjectée dans le bulbe, alors celle-ci diminue, il y a alors un déficit cumulatif de masse. La situation stationnaire pour le bulbe ne peut donc être maintenue. Un schéma similaire a déjà été proposé pour des écoulements détachés subsoniques et supersoniques (Cherry *et al.* (1984); Wu & Martin (2008)).

De cette façon, il doit exister une respiration du bulbe, afin de pouvoir permettre

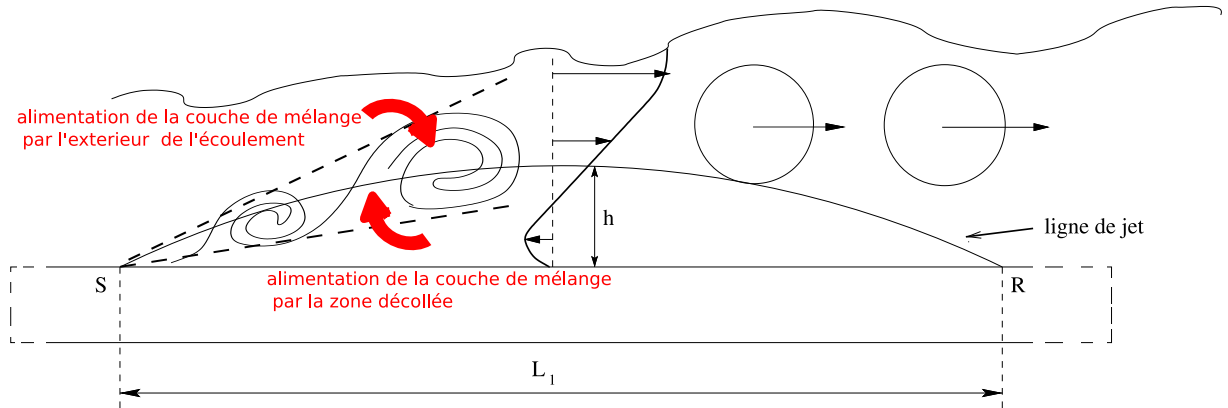


FIG. 4.16 – Schéma de l'écoulement en aval du choc réfléchi.

au fluide d'être réinjecté dans celui-ci, avec une échelle de temps T .

L'échelle de temps permettant d'entraîner une masse de fluide significative du bulbe peut être exprimée par :

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

T =masse de fluide dans la recirculation/taux d'entraînement de la masse.

Après une durée de l'ordre de T , il y a un déficit significatif de masse dans le bulbe, et donc la nécessité d'assurer une nouvelle source de fluide dans cette recirculation depuis l'extérieur du bulbe. Le processus peut ainsi être répété.

On se propose ici de formuler ce schéma avec de simples hypothèses basées sur la dynamique des couches de mélange en équilibre. Nous verrons que dans des décollements de couche limite induit par des chocs, de forts nombres de Mach convectifs sont facilement produits, et que ce mécanisme est donc très sensible aux effets de compressibilité. Le modèle sera ainsi développé dans une forme la plus générale possible, prenant en compte ces effets de compressibilité, pour des nombres de Mach allant de 0 à des valeurs supersoniques. L'organisation spatiale d'un décollement de couche limite sur plaque plane peut être schématisée comme dans la Fig 4.16. Dans le cas de rampes de compression, le recollement se produit généralement en aval du coin, mais l'organisation de l'écoulement reste néanmoins similaire.

La base de ce modèle est de considérer que les structures tourbillonnaires éjectées en aval emportent avec elles une masse de fluide qui se doit d'être réinjectée d'une manière ou d'une autre afin de garder une masse moyenne constante dans la zone décollée.

Ces tourbillons sont générés par la couche de mélange, qui se forme depuis le point de décollement S . La partie haute de la couche de mélange est continuellement alimentée en fluide par l'écoulement extérieur. La partie basse de la couche de mélange, qui entraîne le fluide de la zone décollée, n'a pas de source de réalimentation propre. Ainsi, l'estimation du temps nécessaire pour vider le bulbe de la masse de fluide initiale sera effectuée à partir de la seule zone basse de la couche de mélange (voir schéma Fig 4.16).

Dans cette étude, nous cherchons l'ordre de grandeur de l'échelle de temps pour l'entraînement complet du fluide de la zone décollée, ainsi que les paramètres aérodynamiques qui en sont à l'origine. De ce fait, de nombreuses approximations seront faites, basées sur les propriétés classiques des couches de mélange avec effet de densité ou de compressibilité, rappelées dans la partie § 4.3.2.1.

Tout d'abord, nous pouvons évaluer la masse présente dans le bulbe de recirculation initialement, notée M_b . Si nous approximons le bulbe par un triangle isocèle de longueur L_1 et de hauteur h (voir Fig 4.16), et avec une densité moyenne de ρ_m , nous obtenons par unité de longueur en envergure :

$$M_b = \frac{1}{2}\rho_m L_1 h \quad (4.3)$$

Ici, h caractérise la hauteur du bulbe, définie comme étant, par exemple, l'altitude

4.3 Un scénario pour l'interprétation des basses fréquences

maximum de la ligne de jet, comme définie au §4.2.2.1.

Dans le cas d'écoulements subsoniques (Cherry *et al.* (1984)), comme dans le cas des interactions choc/couche limite (Dupont *et al.* (2006)), l'éjection de structures tourbillonnaires se produit aux environs du milieu de la zone de recirculation, c'est-à-dire vers $x = L_1/2$. Ainsi, nous pouvons estimer le flux de masse par unité d'envergure dans la partie basse de la couche de mélange dans cette section :

$$M_{ej} = \int_{\delta_2(x=L_1/2)}^{y_0(x=L_1/2)} \rho u dy \quad (4.4)$$

Où $\delta_2(x)$ est la limite de la couche de mélange dans sa partie basse et $y_0(x)$ sa ligne centrale.

M_{ej} n'implique que la seule partie basse de la couche de mélange : dans cette région, le nombre de Mach local peut être supposé faible ou assez limité. Dans une première approximation, la densité sera donc considérée constante dans cette région, et égale à la densité moyenne ρ_m . Le temps caractéristique pour vider le bulbe du fluide initialement présent est donc :

$$T = \frac{M_b}{M_{ej}} = \frac{\frac{1}{2}L_1 h}{\int_{\delta_2(x=L_1/2)}^{y_0(x=L_1/2)} u dy} \quad (4.5)$$

Il est évident que la relation intégrale 4.5 peut être reliée à l'épaisseur locale de la couche de mélange (δ_ω), ainsi qu'à la forme des profils de vitesse qui dépendent des conditions de vitesses extérieures U_1 et de la différence de vitesse de part et d'autre de la couche de mélange ΔU . De cette manière, une fréquence caractéristique du bulbe peut être définie comme

$$\begin{aligned} f = T^{-1} &\propto \frac{\delta_\omega(x=L_1/2)\xi(u_1, \Delta U)}{\frac{1}{2}L_1 h} \\ &\propto \delta'_\omega h^{-1} \xi(u_1, \Delta U) \end{aligned}$$

Où le rapport

$$\frac{\delta_\omega(x = L_1/2)}{\frac{L_1}{2}}$$

est utilisé comme estimation locale du taux d'évasement de la couche de mélange $\delta'_\omega = \frac{\delta_\omega(x)}{x}$. Le modèle conduit donc à une définition d'un nombre de Strouhal caractéristique pour les respirations du bulbe dues à l'entraînement de masse de la couche de mélange, et basé sur la fréquence caractéristique définie précédemment ($f = T^{-1}$) :

$$S_h = \frac{f h}{u_1} = \delta'_\omega \zeta(u_1, \Delta U) \quad (4.6)$$

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

La relation 4.6 montre que les fréquences caractéristiques de pulsation du bulbe peuvent être reliées au taux d'évasement de la couche de mélange. On a vu (§ 4.3.2.1) que cette quantité dépend des rapports de vitesse et de densité de part et d'autre de la couche de mélange : respectivement $r = \frac{u_2}{u_1}$ and $s = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ (Brown & Roshko (1974)), et du nombre de Mach convectif. Papamoschou & Roshko (1988) ont montré que le taux d'évasement d'une couche de mélange est fortement dépendant des effets de compressibilité, et proposent l'expression suivante :

$$\delta'_\omega = \frac{\delta'_{ref}}{2} \frac{(1-r)(1+\sqrt{s})}{1+r\sqrt{s}} \Phi(M_c),$$

où $\delta'_{ref} \simeq 0.16$ est le taux d'évasement pour un demi jet subsonique (voir Browand & Troutt (1985)) et M_c le nombre de Mach convectif des structures :

$$M_c = \frac{\Delta U}{a_1 + a_2}$$

où a_i est la vitesse du son dans le milieu considéré i . Cela nous conduit à l'expression finale :

$$S_h = \frac{fh}{u_1} = \Phi(M_c)g(r, s), \quad (4.7)$$

où $\Phi(M_c)$ est le taux d'évasement normalisé et g est une fonction à spécifier. Malheureusement, la quantité h n'est souvent pas accessible dans la littérature, les auteurs donnant plus généralement la longueur de décollement du bulbe L_1 , ou encore la longueur d'interaction L . De ce fait, un nouveau nombre de Strouhal basé sur ces longueurs doit être introduit. Ce nouveau nombre de Strouhal est défini de la manière suivante :

$$S_l = \frac{fl}{u_1} = \Phi(M_c)g(r, s)\frac{l}{h} \quad (4.8)$$

Où l peut être choisi comme la longueur de séparation du bulbe L_1 ou comme la longueur d'interaction L . Si la longueur de séparation est retenue, $\frac{L_1}{h}$ peut être considérée alors comme le rapport d'aspect de la zone décollée.

Ainsi, pour un rapport L/h donné, des influences similaires du nombre de Mach de l'écoulement peuvent être attendues sur S_L et sur S_h . Le principal résultat obtenu à partir de la relation 4.7 est l'influence directe du nombre de Mach convectif de la couche de mélange à travers la fonction $\Phi(M_c)$. On a vu que cette fonction est très fortement dépendante du nombre de Mach de l'écoulement, comme le suggère la figure Fig. 4.17.

Cette fonction montre que le nombre de Strouhal S_L , pour des nombres de Mach convectifs supérieurs à 0,3, diminue fortement. Pour des nombres de Mach convectifs supérieurs à 1, la fonction $\Phi(M_c)$ varie peu et a une valeur d'environ

4.3 Un scénario pour l'interprétation des basses fréquences

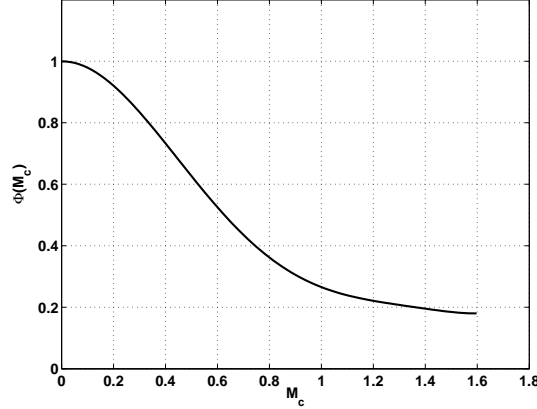


FIG. 4.17 – Taux d'évasement normalisé en fonction du nombre de Mach convectif, adapté de Smits & Dussauge (1996).

0,2, qui laisse à penser que des nombres de Strouhal S_L ne dépendant peu du nombre de Mach convectif peuvent être attendus dans ces cas.

Cela peut expliquer les grandes différences entre les échelles de temps subsoniques ($S_L \simeq 0.12$, M.Kiya & Sasaki (1983)) et les valeurs supersoniques quand $M \geq 2$ ($S_L \simeq 0.03$) (Dupont *et al.* (2006); Dussauge *et al.* (2006)). Effectivement, dans les cas de décollements de couche limite induits par des ondes de chocs, un nombre de Mach de l'écoulement supérieur à 2 conduit à des nombre de Mach convectifs isentropiques de l'ordre de 1. Pour de telles valeurs, nous avons $\Phi(M_c = 1) \simeq 0.25$, ce qui correspond au domaine de variations observé pour le nombre de Strouhal des respirations de bulbe entre les cas subsoniques et supersoniques.

La relation 4.7 montre que les rapports de densité et de vitesse de part et d'autre de la couche de mélange doivent être aussi pris en compte. Dans le but d'évaluer leur influence en comparaison avec les effets drastiques du nombre de Mach convectif, nous allons évaluer la fonction $g(r, s)$ à partir de propriétés simples des couches de mélange planes. Pour cela, une raisonnable estimation de l'intégrale de la relation 4.5 se doit d'être obtenue.

Nous voulons, dans un premier temps, simplement estimer les quantités intégrales dans la section finale de développement de la couche de mélange. Nous allons supposer que des profils de vitesse en similitude décrivent le développement initial de la couche de mélange. Comme la couche de mélange présente, en moyenne, un angle α avec le plancher de la soufflerie, cela peut induire une

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

erreur d'un facteur $\cos \alpha$. Dans l'analyse qui suit, où l'on cherche principalement les paramètres de dépendance, cette subtilité sera ignorée.

Nous considérons la variable de similitude η définie comme :

$$\eta = \frac{y - y_0(x)}{\delta_\omega(x)}.$$

Ici, $\delta_\omega(x) = \delta_1(x) - \delta_2(x)$ est l'épaisseur locale de la couche de mélange, les indices 1 et 2 référant respectivement aux parties haute et basse de la couche de mélange, et $\delta_i(x)$ correspondant aux limites de la couche de mélange sur ses parties haute et basse. Ainsi, les profils de vitesses sont approximés par les relations de similitudes

$$\frac{u - u_2(x)}{\Delta u} = F(\eta).$$

De ce fait, décrite avec la variable de similitude η , la couche de mélange s'étend de $\eta = -1/2$ à $\eta = 1/2$, et la relation 4.5 peut être écrite comme :

$$T = \frac{M_b}{M_{ej}} \simeq \frac{\frac{1}{2} L_1 h}{\delta_\omega(x = L_1/2) \int_{-\frac{1}{2}}^0 u d\eta}.$$

Utilisant les relations de similitudes dans les relations précédentes, nous pouvons exprimer la fréquence caractéristique de respiration du bulbe par :

$$f = u_1 h^{-1} \delta'_\omega \left\{ (1 - r)C + \frac{r}{2} \right\}.$$

$$\text{où } C = \int_{-\frac{1}{2}}^0 F(\eta) d\eta.$$

Finalement, en identifiant la précédente relation et la relation 4.7, nous obtenons :

$$g(r, s) = \frac{\delta'_{ref}}{2} \frac{(1 - r)(1 + \sqrt{s})}{(1 + r\sqrt{s})} \left\{ (1 - r)C + \frac{r}{2} \right\}. \quad (4.9)$$

Pour estimer la fonction g , il est nécessaire de spécifier la constante C . En fait, cette quantité intégrale dépendra légèrement de la forme exacte du profil de vitesse. Afin d'obtenir une estimation raisonnable, nous pouvons choisir la fonction de similitude $F(\eta)$ telle que :

$$F(\eta) = \frac{1}{2} \{1 + \operatorname{erf}(\sqrt{\pi}\eta)\},$$

où $\operatorname{erf}(\eta)$ est la fonction erreur. Dans ce cas, $C \simeq 0,14$.

Pour illustrer l'influence des ratios de vitesses et de densité, nous avons tracé Fig. 4.18 la fonction $g(r, s)$ pour des valeurs typiques de courants retour et ratios de densité qui peuvent être attendus dans des conditions adiabatiques. Les

4.3 Un scénario pour l'interprétation des basses fréquences

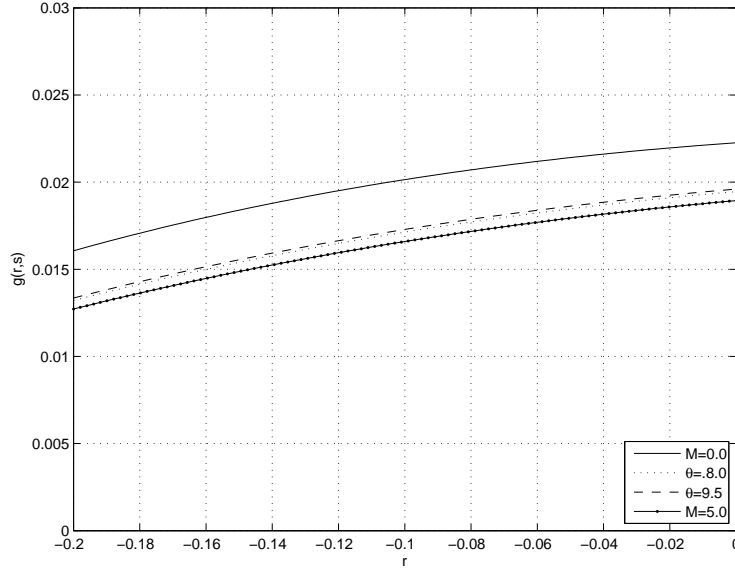


FIG. 4.18 – Fonction g pour différents ratio de densité.

quatre cas décrits sur cette figure correspondent respectivement aux expériences réalisées à l'IUSTI à $M = 2, 3$, pour des déviations de l'écoulement induites par le choc incident de 8° et $9,5^\circ$, à une rampe de compression à Mach 5 (Erengil & Dolling (1991)), et enfin à un décollement de couche limite en régime subsonique sur plaque plane (M.Kiya & Sasaki (1983)).

Les valeurs exactes de r et s sont difficiles à estimer, car les limites des couches de mélange sont mal définies la plupart du temps. Dans le but d'obtenir une estimation de ces quantités dans plusieurs configurations, nous avons choisis d'utiliser les valeurs extrêmes de chaque côté de la couche de mélange. Ainsi, u_1 et ρ_1 seront définies comme étant les valeurs de vitesse et de densité juste en aval du choc réfléchi, dans l'écoulement extérieur, et u_2 et ρ_2 seront définies comme étant les valeurs de vitesse et de densité à l'endroit où l'intensité maximale de courant retour est atteinte dans le bulbe de recirculation. Les densités seront estimées en utilisant une hypothèse de température totale constante, et si le courant retour est inconnu, alors un rapport $r = -0,1$ sera utilisé.

Comme on peut le voir Fig. 4.18, les effets d'intensité de courant retour sont plutôt limités, typiquement inférieurs à 30%. Les effets de densité dans les nombres de Mach considérés ici sont du même ordre que les effets d'intensité de courant retour, et donc limités eux aussi, ceci comparé à l'effet dû au nombre de Mach convectif de l'écoulement.

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

4.3.2.3 Validation du schéma sur les expériences de l'IUSTI

Ce schéma a donc été appliqué à nos expériences, pour des cas de déflexions de l'écoulement de 8° et $9,5^\circ$.

Comme décrit précédemment dans les § 4.2.2.3 et § 4.2.2.2, le choc bouge peu en aval de sa position moyenne pendant les contractions du bulbe. À l'inverse, celui-ci remonte fortement pendant les grandes dilatations. Ce comportement est en accord avec le schéma proposé : les contractions du bulbe de recirculation correspondent à un vidage lent de fluide par entraînement via la couche de mélange, tandis que les fortes dilatations du bulbe correspondent à un phénomène de ré-injection de fluide par l'aval de l'écoulement, qui s'effectue de manière intense et rapide, et non pas de manière continue. Ce comportement est très similaire à celui observé par Wu & Martin (2008) à travers une DNS sur une rampe de compression à Mach 2,9, où les mouvements de choc sont corrélés avec les pulsations du bulbe de recirculation. Les fréquences caractéristiques des mouvements à basse fréquence de notre choc réfléchi sont déduits de mesures par fils chaud et de mesures de pressions pariétales instationnaires (Dupont *et al.* (2006); Haddad (2005)), et définies comme étant le maximum du spectre compensé $fE(f)$.

Le but de l'équation 4.7 n'est en aucun cas de donner la valeur précise de la fréquence f d'oscillation du choc réfléchi, mais bien d'évaluer son ordre de grandeur ainsi que de définir ses principales dépendances aérodynamiques. Dans notre cas, les différentes quantités nécessaires sont accessibles, et la table 4.1 reporte ces quantités issues des mesures, ainsi que les quantités prévues par le modèle.

En prenant en compte le fait que de nombreuses approximations ont dûes être utilisées pour avoir l'exacte expression de la fonction $g(r, s)$, et que la hauteur h n'est utilisée que comme un paramètre permettant d'évaluer la masse initiale dans le bulbe, les estimations de la fréquence de pulsation du bulbe sont d'une précision raisonnable : +20% et +36% respectivement pour le cas à 8° et $9,5^\circ$. De plus, la diminution de fréquence avec l'intensité du choc (−55% à partir des expériences) est bien mise en évidence par le modèle, qui donne une diminution de −50%. Cela confirme donc que la forte baisse du nombre de Strouhal S_L pour nos expériences, par rapport à la valeur de référence subsonique (0,12), peut donc bien être reliée à la dépendance au nombre de Mach convectif des structures de la couche de mélange, et ce à travers la fonction $\Phi(M_c)$. Ainsi l'échelle de temps des pulsations du bulbe de recirculation est bien décrite par le modèle proposé (relation 4.7).

Pour l'instant, nous n'avons considéré que deux expériences menées sur la même installation, pour un nombre de Mach identique ($M = 2,28$). Afin de

4.3 Un scénario pour l'interprétation des basses fréquences

θ	$L(mm)$	$h(mm)$	u_1	r	s	M_c	$\Phi(M_c)$	$g(r, s)10^{-2}$	$f(Hz)$	$f_{theo}(Hz)$
8,0°	46	5,5	505	-0,11	0,56	0,92	0,3	1,69	384	466
9,5°	71,5	10,2	490	-0,13	0,58	0,92	0,3	1,62	171	233

TAB. 4.1 – Paramètres aérodynamiques du bulbe de décollement et nombre de Strouhal du choc réfléchi, issus de l'expérience ou de la relation 4.7.

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

vérifier la qualité de ce modèle, il est donc nécessaire de confronter ce modèle à d'autres expériences qui posséderont d'autres types de nombre de Mach, de configurations géométriques, etc... C'est l'objet de la partie suivante.

4.3.2.4 Application du schéma à d'autre écoulements décollés

Dussauge *et al.* (2006) ont proposé une compilation des nombres de Strouhal S_L pour de nombreux cas d'écoulements décollés accessibles dans la littérature, pour des nombres de Mach allant de 0 à 5, et ce pour diverses configurations expérimentales, telles les rampes de compression, les profils émoussés, les tuyères surdétendues ...

Cette figure est présentée Fig. 4.19. Ici, le nombre de Strouhal est défini par $S_L = fL/U_1$, où U_1 est la valeur théorique de la vitesse derrière le choc réfléchi et L la longueur d'interaction. Pour les cas de rampes de compression, cette distance est évaluée comme étant la distance entre la position moyenne du choc réfléchi à la paroi et le point de recollement de l'écoulement. Des valeurs typiques de 0,03 sont obtenues pour des interactions à nombre de Mach supérieur à 2 : c'est une valeur quatre fois plus faible que la valeur du Strouhal pour un écoulement décollé subsonique. Pour des nombres de Mach supersoniques inférieurs à 2, des nombres de Strouhal plus modérés sont observés.

La relation 4.8 amène à représenter la fréquence caractéristique des pulsations du bulbe décollé par le nombre de Strouhal classique $S_L = \frac{fL}{U_1}$, pondéré par deux fonctions : l'une prend en compte les effets de densité et de courant retour ($g(r, s)$), tandis que l'autre prend en compte les effets de compressibilité ($\Phi(M_c)$). De ce fait, nous avons estimé pour les mêmes écoulements la quantité $S_L \times \{g(r, s)\Phi(M_c)\}^{-1}$. cette quantité peut être considérée comme une estimation du facteur de forme du bulbe L/h .

Comme il a été mentionné précédemment au §4.3.2.2, les valeurs exactes de r et de s sont difficiles à mesurer ou à estimer. Pour pallier ce problème, une approche a été de prendre pour valeurs de u_1 et ρ_1 les valeurs données par les tables en aval du choc réfléchi.

La valeur de courant retour des différentes expériences compilées ici n'est souvent pas accessible dans les diverses publications. Mais, comme le montre la Fig. 4.18, cela conduit à une correction assez faible. De ce fait, lorsque cette valeur n'est pas connue, nous admettons que $r = -0.1$, qui semble être une valeur raisonnable. Pour estimer la densité près de la paroi dans l'interaction, une hypothèse de température totale constante a été faite de nouveau, et nous négligerons le gradient normal de pression à travers la couche. Même si cette dernière hypothèse n'est pas strictement vérifiée pour cet écoulement non parallèle, cela ne peut pas donner de grands écarts par rapport à la valeur réelle. Ces approximations sont néces-

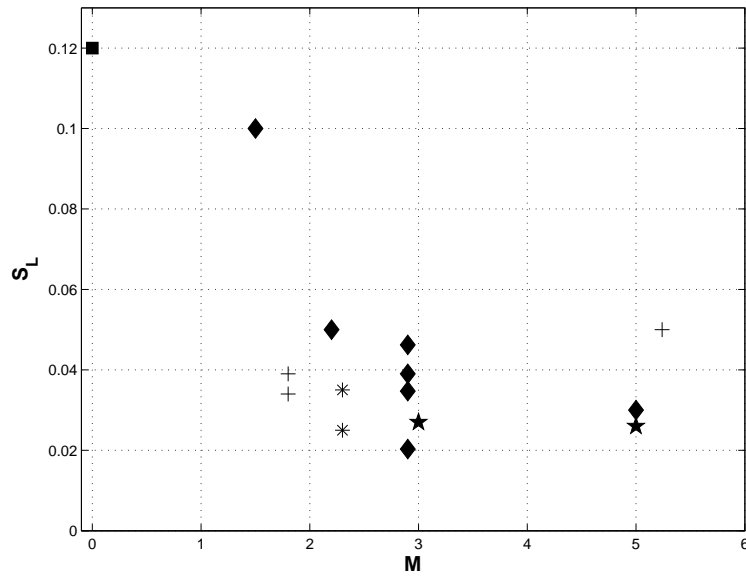


FIG. 4.19 – Fréquence adimensionnée (S_L) des oscillations du choc réfléchi dans diverses configurations ; (■) écoulement décollé subsonique [M.Kiya & Sasaki \(1983\)](#), (◆) rampes de compression, (*) expériences de l'IUSTI, (+) Tuyère surdétendue (Restricted Shock Separation), (★) profils émoussés. Adaptée de [Dussauge *et al.* \(2006\)](#)

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

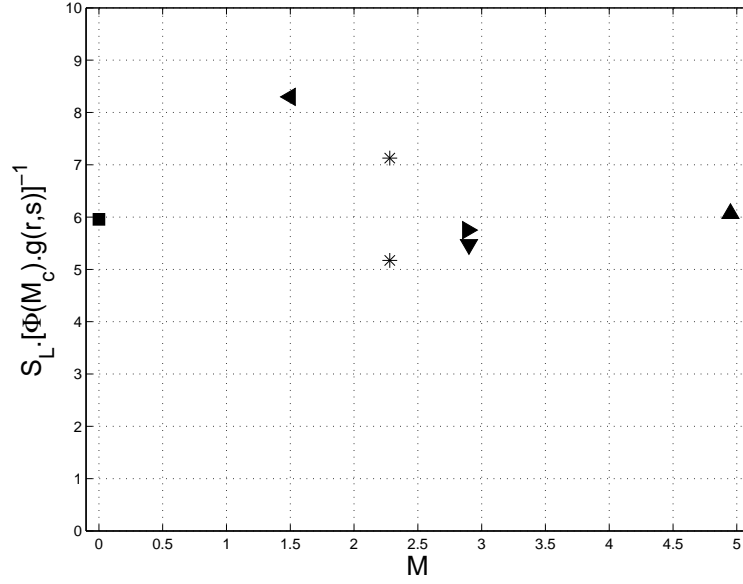


FIG. 4.20 – fréquence adimensionnée du choc réfléchi, normalisée selon la relation 4.8 : (■) écoulement décollé subsonique M.Kiya & Sasaki (1983), (*) expériences de l'IUSTI, (◄) Thomas *et al.* (1994), (►) Dolling & Brusniak (1989), (▲) Erengil & Dolling (1991), (▼) Wu & Martin (2008) (DNS) et Ringnette & Smits (2007) (expérience).

saies pour tester la dépendance paramétrique de la relation 4.8. Nous reportons dans la table 4.2 les différents paramètres et nombre de Strouhal des différentes expériences et simulations numériques disponibles.

Les résultats sont présentés sur la Fig. 4.20. Il est clair à la vue de cette figure, que les principaux effets dûs au nombre de Mach sont décrits de manière correcte. Les valeurs sont proches d'une valeur constante de 6 environ, que ce soit pour le cas subsonique, qui possédait un nombre de Strouhal $S_L \simeq 0,12$, que pour les écoulements au nombre de Mach assez fort ($2 < M < 5$), où le Strouhal était $S_L \simeq 0,03$).

4.3 Un scénario pour l'interprétation des basses fréquences

References	M	Re_δ ($\times 10^4$)	L (mm)	s	M_c	$\Phi(M_c)$	$g(r, s)$	S_L	$\frac{S_L}{g(r, s)\Phi(M_c)}$
M.Kiya & Sasaki (1983)	0	/	200	1	0	1	0,02	0,12	5,96
Thomas <i>et al.</i> (1994)	1,5	18	30,3	0,85	0,49	0,63	0,019	0,1	8,29
Wu & Martin (2008) (DNS)	2,9	3,7	26,9	0,63	0,77	0,37	0,0177	0,036	5,47
Ringuette & Smits (2007)									
Dolling & Brusniak (1989)	2,89	144	54	0,64	0,86	0,32	0,0113	0,025	6,85
Erengil & Dolling (1991)	5	87	28	0,49	0,91	0,298	0,0166	0,03	6,06

TAB. 4.2 – Paramètres aérodynamiques et nombre de Strouhal pour les différents cas.

4. ORIGINES DES BASSES FRÉQUENCES DU CHOC DE DÉCOLLEMENT

Chapitre 5

Conclusions

Une étude expérimentale sur l'interaction entre une onde de choc incidente et une couche limite turbulente sur plaque plane, engendrant le décollement et le recollement de la couche limite, a été menée. Des précédentes études sur cette interaction ont mis en évidence le caractère fortement instationnaire des différentes parties de cette interaction (choc réfléchi, bulbe décollé) lorsque la couche limite décolle. Cette étude avait pour objectif de décrire spatialement cette interaction, et ce afin d'identifier les mécanismes responsables des instationnarités dans ce type d'écoulements, ainsi que leurs origines.

Ces travaux ont été réalisés en utilisant la soufflerie supersonique de L'IUSTI, qui produit un écoulement à un nombre de Mach de 2,3. Le générateur de choc, dont la conception permet de faire varier la déflexion de l'écoulement entre 4° et $9,5^\circ$, crée des chocs incidents générant des interactions allant de non décollées à fortement décollées. La principale méthode de mesure utilisée est la Vélocimétrie par Imagerie de Particules. Cette étude a nécessité l'adaptation du système PIV présent, afin de réaliser des plans permettant de décrire l'interaction dans sa hauteur, longitudinalement. Pour compléter ces données, d'autres mesures, par Anémométrie Laser à effet Doppler ou Anémométrie Fil Chaud ont été réalisées. L'intérêt de la mesure par PIV sur ce type d'écoulement est double. D'une part, cette méthode nous permet d'obtenir rapidement une vision détaillée et globale de l'organisation longitudinale de l'interaction : les différentes grandeurs, comme la longueur moyenne d'interaction par exemple, sont facilement accessibles. D'autre part, l'étude des champs instantanés issus de PIV nous donne un accès direct aux différentes parties instationnaires de l'écoulement, et permet d'étudier les liens statistiques entre ces différentes parties.

Les conditions d'entrées de notre écoulement ont été détaillées. Différentes analyses ont mis en évidence la forte sensibilité de la couche limite entrante aux

5. CONCLUSIONS

événements amont, ainsi que l'impact de faibles modifications des conditions d'entrées sur l'interaction.

L'analyse de la couche limite amont par plans PIV horizontaux, parallèles au plancher de la soufflerie, a mis en évidence la présence d'une structuration moyenne de celle-ci, sur toute sa hauteur. Cette structuration se manifestait comme des variations de vitesse en envergure de l'ordre de u_τ , et ont été attribuées aux rugosités de déclenchement de la turbulence. Ces rugosités ont été remplacées, et les nouvelles mesures ont montré la forte atténuation de cette structuration, alors que la couche limite garde les mêmes propriétés statistiques. Il apparaît dans cette nouvelle configuration que la longueur d'interaction et la longueur de décollement ne sont pas significativement changées, et les fréquences caractéristiques pour les deux cas étudiés (8° et $9,5^\circ$) restent inchangées. La structure tridimensionnelle de l'interaction est par contre fortement affectée : la distance entre le centre des deux tourbillons contrarotatifs observés dans la zone de recirculation est augmentée de 50%. L'interaction devient beaucoup plus bidimensionnelle au voisinage de l'axe. La ligne d'isovitesse nulle est perturbée elle aussi dans les cas où les rugosités sont présentes en aval, celles-ci présentant des ondulations correspondant au motif présent en couche limite amont.

De même, les données acquises par PIV en plans verticaux ont montré des incohérences entre elles, en présence de différences mineures en couche limite amont, mais dont l'impact sur l'interaction est évident. Une variation des conditions d'entrées, dont l'origine est mal connue mais entraînant une modification du nombre de Reynolds de l'ordre de 10%, entraîne de fortes modifications de l'organisation spatiale, avec une taille du bulbe décollé moyen qui peut se réduire de presque 50% pour le cas à 8° . Simultanément à cette diminution de la zone d'interaction, la fréquence caractéristique du choc réfléchi est elle aussi modifiée, variant légèrement vers des fréquences plus hautes, de l'ordre de quelques dizaines de Hertz. Ce comportement, bien mis en évidence sur le cas à 8° est beaucoup plus modéré, voire négligeable, pour le cas à $9,5^\circ$.

Pour autant, si la variation des conditions d'entrée a un impact sur le décollement et les fréquences caractéristiques du choc réfléchi, cela n'est pas dans notre cas l'origine des instationnarités. L'effet de ces variations est simplement dû à des interactions moins décollées.

D'autre part, le dispositif expérimental utilisé pour ces travaux permet de générer diverses interactions, plus ou moins décollées, tout en gardant les mêmes conditions d'entrées. Nous pouvons remarquer que la fréquence caractéristique du choc réfléchi est fortement dépendante de l'angle de déflexion de l'écoulement, et donc de l'intensité de l'interaction créée. Ces constatations nous ont donc amenés à étudier plus en détail le bulbe de recirculation, afin d'identifier les mécanismes

responsables de ces instationnarités.

L'analyse par PIV de la zone décollée a permis de mettre en évidence le développement d'une couche de mélange dans la première partie de l'interaction (entre $X^* = 0$ et $X^* = 0,5$), et un phénomène de lâcher de structures tourbillonnaires en aval de l'écoulement ($X^* > 0,5$). Ce comportement, déjà suggéré auparavant par l'analyse de mesures de fluctuations de pression pariétale dans notre cas, a été observé dans d'autres configurations, notamment dans un décollement de couche limite en régime subsonique. L'analyse présentée ici du comportement de cette couche de mélange a montré que celle-ci est fortement instationnaire, et est animée de larges mouvements verticaux, semblant suivre les pulsations du bulbe décollé. La présence de cette couche de mélange pourrait expliquer les pulsations du décollement. En effet, les couches de mélange entraînent de la masse provenant des écoulements extérieurs. Dans notre cas, la partie basse de la couche de mélange entraîne de la masse du bulbe décollé, qui est ensuite éjectée par lâcher tourbillonnaire, et induit donc un défaut de masse au sein du bulbe de recirculation.

Une analyse conditionnelle de ces données issues de PIV ont de même mis en évidence un lien fort entre les contractions/dilatations successives de la zone de recirculation, et la position du choc réfléchi dans l'écoulement. Ce résultat laisse penser que les mouvements basses fréquences du choc réfléchi sont corrélés avec les respirations du décollement. Ce lien est conforté par les spectres de fréquences réalisés au voisinage du choc réfléchi et au niveau du bulbe de recirculation : des nombres de Strouhal similaires sont observés dans ces deux parties instationnaires de l'écoulement ($St \approx 0,03$), et on observe de même une forte cohérence entre ces deux zones.

Un schéma a donc été proposé pour expliquer les instationnarités des écoulements décollés induits par une onde de choc et recollant en aval, à partir des propriétés d'entraînement de masse de la couche de mélange se développant en aval de ce choc de décollement.

Les principaux paramètres agissant sur l'échelle de temps de ce phénomène en ont été déduits, et en particulier la forte dépendance aux effets de compressibilité, qui permet d'expliquer les grandes différences entre écoulements subsoniques et supersoniques. Les résultats expérimentaux obtenus sur nos expériences sont en très bon accord avec le schéma proposé. De même les basses fréquences observées dans diverses expériences de décollement de couche limite induits par un choc, que ce soit à partir d'expériences ou de travaux numériques, sont assez bien estimées pour une large gamme de nombre de Mach, de $M = 0$ à $M = 5$. La forte décroissance du nombre de Strouhal entre Mach 0 et Mach 2, ainsi que la valeur saturante autour de 0,03 est bien mise en évidence, et trouve son explication dans

5. CONCLUSIONS

la réduction du taux d'entraînement des couches de mélange compressible pour ces différents nombres de Mach.

Ainsi, il semble que la source principale de la basse fréquence observée sur ce type d'écoulement soit clairement la dynamique du bulbe décollé, bien que la dépendance avec l'amont de l'écoulement ne puisse être totalement écartée, comme nous avons pu le voir au § 4.2.2.3. Mais cette dépendance semble beaucoup plus faible que celle observée avec l'aval de l'écoulement.

La façon dont les différentes données expérimentales et numériques coïncident entre elles après description de l'écoulement via la relation 4.8, pour des nombres de Mach allant de 0 à 5, et pour des nombres de Reynolds Re_δ compris entre $3,7 \times 10^4$ et 144×10^4 , suggère que la géométrie de l'écoulement et les conditions génératrices n'influencent guère les résultats. De plus, l'adimensionnement proposé n'utilise pas directement les échelles de fréquence amont, et l'influence du nombre de Reynolds ne semble apparaître qu'indirectement via l'allongement du bulbe. Cela implique, comme le modèle le suppose, que le développement de la couche de mélange définit l'échelle de temps des instationnarités du décollement, et que l'amont de l'écoulement n'est pas le facteur clé pour expliquer les basses fréquences dans ce type d'interaction.

Un dernier résultat déduit de la compilation du nombre de Strouhal prenant en compte les effets de densité, est que le facteur de forme du bulbe de recirculation (il est à rappeler que la quantité $S_L \times \{g(r, s)\Phi(M_c)\}^{-1}$ représente le facteur de forme du bulbe de recirculation L/h) est sensiblement le même pour les différentes expériences compilées ici, avec une valeur d'environ 6, ce qui peut expliquer la constance des résultats.

Pour conclure, ce modèle semble donc être assez efficace pour décrire les instationnarités basses fréquences dans les interactions ondes de choc/couche limite turbulente, au moins pour les interactions bien séparées. La généralisation de ce schéma aux écoulements naissant serait une prochaine étape. Il est très probable que, si l'épaisseur h du bulbe devient petite par rapport à l'épaisseur de la couche limite amont, la fréquence peut être affectée de manière significative par la proximité des parois (voir par exemple Simpson (1989)). Par conséquent, le cas des instationnarités en décollement naissant doit faire l'objet d'une analyse différente. Toutefois, le modèle actuel, qui prend explicitement en compte les effets de compressibilité à l'intérieur du bulbe, donne un ensemble cohérent et efficace pour représenter les instationnarités du choc réfléchi, et ce pour une large gamme de nombre de Mach.

L'effet des structures tridimensionnelles en envergure n'a pas été abordé pour cette modélisation. Le développement de ces cellules tourbillonnaires contrarotatives, qui semble lié à l'envergure finie de la veine d'essai, peut avoir une influence sur la taille du bulbe décollé. Malgré cela, le cas à $9,5^\circ$, connu pour être le cas

le plus fortement tridimensionnel en moyenne dans notre configuration, est en bon accord avec le modèle. Le flux de masse entraîné par ces tourbillons doit alors être négligeable par rapport à celui entraîné par la couche de mélange, et ne semble donc pas influencer directement les instationnarités de cette interaction.

Ce travail, grâce aux données expérimentales et à l'analyse qu'il propose, a permis d'apporter une vision plus cohérente du problème des instationnarités dans les interactions onde choc / couche limite. Il est vraisemblable qu'il peut apporter les bases de développements futurs concernant aussi bien l'analyse de la tridimensionnalité de ces interactions que le contrôle de ces écoulements.

5. CONCLUSIONS

Bibliographie

- ADRIAN, R.J., BONNET, J., DELVILLE, J., HUSSAIN, F., LUMLEY, J., METAIS, O. & VASSILICOS, C. (1996). Eddy structure identification techniques in free turbulent shear flows. CISM/ERCOFTAC Advanced Course. [32](#)
- ADRIAN, R.J., MEINHART, C.D. & TOMKINS, C.D. (2000). Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **422**, 1–53. [7](#), [65](#), [91](#)
- AFANASIEV, K. & HINZE, M. (2001). Adaptive control of a wake flow using proper orthogonal decomposition. In *Shape Optimization and Optimal Design, Lecture Notes in Pure and Applied Mathematics*, vol. 216, Marcel Dekker. [129](#)
- AGOSTINI, L. (2008). Etude et application d’une methode d’analyse de données : La projection aux orthogonale aux valeurs propres (pod). Tech. rep., IUSTI. [32](#)
- ALGAZI, V. & SAKRISON, D. (1969). On the optimality of the karhunen-loève expansion. In *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. 15. [129](#)
- ALIZARD, F. & ROBINET, J. (2007). Influence of 3d perturbations on separated flows. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*. [7](#)
- ANDREWS, C., DAVIES, J. & SCHWARTZ, G. (1967). Adaptative data compression. In *Proc. IEEE*, vol. 55. [129](#)
- ASHRAF, A. (2004). Piv measurements on a shock wave/boundary layer interaction. Tech. rep., IUSTI. [26](#)
- BENKEMOUN, L. & SALAUN, M. (1988). Développement d'une couche limite turbulente supersonique sur une paroi chauffée. propriétés du champ tubulent et exploitation théorique. Tech. rep. [41](#)

BIBLIOGRAPHIE

- BERESH, S., CLEMENS, N. & D.S.DOLLING (2002). Relationship between upstream turbulent boundary layer velocity fluctuations and separation shock unsteadiness. *AIAA Journal*, **Vol. 40**, n°12, 2412–2422. [7](#)
- BOGDANOFF, D. (1983). Compressibility effects in turbulent shear layers. *AIAA Journal*, **21**, 926–927. [95](#)
- BOGDONOFF, S. (1955). Some experimental studies of the separation of supersonic boundary layers. Tech. rep. [5](#)
- BOURGOING, A. (2002). *Instationnarité et dissymétrie d'un écoulement supersonique décollé dans une tuyère plane*. Thèse de doctorat, Université Paris 6. [2](#), [10](#)
- BROWAND, F. & TROUTT, T. (1985). The turbulent mixing layer : geometry of large vortices. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 158**, 489–509. [100](#)
- BROWN, G. & ROSHKO, A. (1974). On density effects and large structures in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 64**, 775–781. [94](#), [100](#)
- CHAPMAN, D., KUEHN, D. & LARSON, H. (1957). Investigation of separated flow in supersonic and subsonic streams with emphasis of the effect of transition. Tech. rep. [5](#)
- CHERRY, N., HILLIER, R. & LATOUR, M. (1984). Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 144**, 13–46. [9](#), [97](#), [99](#)
- COURANT, R. & HILBERT, D. (1953). *Methods of Mathematical Physics, volume 1*. Interscience Publishers Inc., New York. [131](#)
- DEBIÈVE, J. & DUPONT, P. (2007). Dependence between shock and separation bubble in a shock wave / boundary layer interaction. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated flows and their Control, Corfu, Greece*. [8](#), [93](#)
- DELERY, J. (2007). *Effets de la viscosité et couche limite, cours “Master Modélisation et Simulation”*. [61](#)
- DELERY, J. & MARVIN, J. (1986). Shock wave - boundary layer interactions. Tech. rep. [ix](#), [6](#)
- DELEUZE, J. (1995). *Structure d'une couche limite turbulente soumise à une onde de choc incidente*. Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II. [35](#), [54](#)

- DELEUZE, J. & ELENA, M. (1996). Some turbulence characteristics downstream a shock wave-boundary layer interaction. In K.A. Publishers, ed., *Proceedings of the 6th european turbulent conference, Lausanne*, 433–436. [35](#), [48](#)
- DOERFFER, P. & DALLMANN, U. (1988). Reynolds number effects on separation structures at normal shock wave / turbulent boundary layer interaction. *AIAA Journal*, **Vol. 27**, n°9. [10](#)
- DOERFFER, P. & DALLMANN, U. (1990). Spatial and temporal features of separated flow field at a convex wall induced by normal shock wave turbulent boundary layer interaction. In *AIAA 21st Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lase*. [10](#)
- DOLLING, D. (2001). Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research : what next. *AIAA Journal*, **Vol. 39**, n°8, 1517–1531. [5](#)
- DOLLING, D. & BRUSNIAK, L. (1989). Separation shock motion in fin, cylinder, and compression ramp-induced turbulent interactions. *AIAA Journal*, **Vol. 27**, N°6, 734–742. [xii](#), [5](#), [108](#), [109](#)
- DOLLING, D. & MURPHY, M. (1983). Unsteadiness of the separation shock wave structure in a supersonic compression ramp flowfield. *AIAA Journal*, **Vol. 21**, N°12, 1628–1634. [7](#)
- DOLLING, D. & OR, C. (1985). Unsteadiness of the shock wave structure in attached and separated compression ramp flows. *Experiments in Fluids*, **Vol.3**, 24–32. [7](#)
- DOLLING, D. & SMITH, D. (1989). Unsteady shock-induced separation in mach 5 cylinder interactions. *AIAA Journal*, **Vol. 27**, N°12, 1598–1706. [7](#)
- DUPONT, P., HADDAD, C., DUSSAUGE, J. & DEBIÈVE, J. (2004). Three-dimensional organization and unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interaction. In *International Symposium on Interdisciplinary Shock*, 105–109. [26](#)
- DUPONT, P., HADDAD, C., ARDISSONE, J. & DEBIÈVE, J. (2005). Space and time organisation of a shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Aerospace Science and Technology*, **Vol. 9**, Issue 7, 561–572. [7](#), [10](#)
- DUPONT, P., HADDAD, C. & DEBIÈVE, J. (2006). Space and time organization in a shock induced boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 559**, 255–277. [7](#), [8](#), [9](#), [62](#), [81](#), [83](#), [93](#), [99](#), [101](#), [104](#)

BIBLIOGRAPHIE

- DUPONT, P., PIPONNIAU, S., SIDORENKO, A. & DEBIÈVE, J. (2008). Investigation of an oblique shock reflection with separation by piv measurements. *AIAA Journal*, **Vol. 46 no. 6.** [81](#), [83](#)
- DUSSAUGE, J. & PIPONNIAU, S. (2008). Shock/boundary-layer interactions : Possible sources of unsteadiness. *Journal of Fluids and Structures*, **24.** [64](#)
- DUSSAUGE, J., DUPONT, P. & DEBIÈVE, J. (2006). Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation. *Aerospace Science and Technology*, **Vol. 10**, 85–91. [xii](#), [5](#), [8](#), [9](#), [101](#), [106](#), [107](#)
- EHRENSTEIN, U. & GALLAIRE, F. (2007). Global low-frequency oscillations in a separating boundary layer flow. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*. [7](#)
- ELENA, M. & LACHARME, J. (1988). Experimental study of a supersonic turbulent boundary layer using a laser doppler anemometer. *J. Theor. Appl. Mech.*, **7**, 175–190. [22](#)
- ERENGIL, M. & DOLLING, D. (1991). Unsteady wave structure near separation in a Mach 5 compression ramp interaction. *AIAA Journal*, **Vol. 29, N°5**, 728–735. [xii](#), [7](#), [8](#), [103](#), [108](#), [109](#)
- FREY, M. & HAGEMANN, G. (1998). Status of flow separation prediction in rocket nozzles. *AIAA Paper*. [ix](#), [4](#)
- GANAPATHISUBRAMANI, B., CLEMENS, N. & DOLLING, D. (2006). Planar imaging measurements to study the effect of spanwise structure of upstream turbulent boundary layer on shock induced separation. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. [7](#)
- GANAPATHISUBRAMANI, B., CLEMENS, N. & DOLLING, D. (2007). Effects of upstream coherent structures on low-frequency motion of shock-induced turbulent separation. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 8-11 January*. [7](#), [65](#), [91](#)
- GARNIER, E. & SAGAUT, P. (2002). Large eddy simulation of shock/ boundary layer interaction. *AIAA Journal*, **Vol. 40, n°10**, 1935–1944. [7](#)
- GIRARD, S. (1999). *Etude des charges latérales dans une tuyère supersonique surdétendue*. Ph.D. thesis. [2](#)
- GRAFTIEAUX, L., MICHARD, M. & GROSJEAN, N. (2001). Combining oiv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol.*, **Vol. 12**, 1422–1429. [127](#)

- GREEN, J. (1970). Reflexion of an oblique shock wave by a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 40**, part 1, 81–95. [5](#)
- HADDAD, C. (2005). *Instationnarités, mouvements d'onde de choc et tourbillons à grande échelles dans une interaction onde de choc/couche limite avec décollement*. Thèse de doctorat, Université de Provence Aix-Marseille I. [9](#), [10](#), [26](#), [41](#), [62](#), [81](#), [83](#), [93](#), [104](#)
- HAKKINEN, R., GREBER, I. & TRILLING, L. (1959). The interaction of an oblique shock wave with a laminar boundary layer. Tech. rep. [5](#)
- HUNT, J., WRAY, A. & MOIN, P. (1988). Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. Tech. rep. [127](#)
- JEONG, J. & HUSSAIN, F. (1995). On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 285**, 69–94. [127](#)
- KIM, K.C. & ADRIAN, R.J. (1999). Very large-scale motion in the outer layer. *Phys. Fluids*, **11**, 417–422. [7](#)
- KIRBY, M. & SIROVICH, L. (1990). Application of the karhunen-loève procedure for the characterization of human faces. In *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 12, 103–108. [129](#)
- KISTLER, A. (1959). Fluctuation measurements in a supersonic turbulent boundary layer. *Physics of Fluid*, **2**, 290. [5](#)
- KLEBANOFF, P. (1954). Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. Tech. rep. [39](#), [40](#)
- LAURENT, H. (1996). *Turbulence d'une interaction onde de choc- couche limite sur paroi plane adiabatique ou chauffée*. Thèse de 3ème cycle, Université d'Aix-Marseille II. [26](#), [41](#), [54](#)
- LUMLEY, J. (1967). The structure of inhomogeneous turbulent flows. In A. Yaglom & V. Tatarsky, eds., *Arm. Turb. Radio Wave Prop*, 166–178. [129](#)
- MICHARD, M., GRAFTIEAUX, L., LOLLINI, L. & GROSJEAN, N. (1997). Identification of vortical structures by a non local criterion : application tp piv measurements and dns-les results of turbulent rotating flows. In *Proc. 11th Conf. on Turbulent Shear Flows*. [81](#), [127](#)
- M.KIYA & SASAKI, K. (1983). Structure of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 137**, 83–113. [xii](#), [9](#), [101](#), [103](#), [107](#), [108](#), [109](#)

BIBLIOGRAPHIE

- MORKOVIN, M. (1962). Effects of compressibility on turbulent flows. *Mécanique de la turbulence*, 367–380. [39](#)
- MUCK, K., ANDREOPOULOS, J. & DUSSAUGE, J. (1988). Unsteady nature of shock wave / turbulent boundary layer interaction. *AIAA Journal*, **Vol. 26**, N°2. [7](#)
- NGUYEN, A., DENIAU, H., GIRARD, S. & DE ROQUEFORT, T.A. (2002). Wall pressure fluctuations in an over-expanded supersonic nozzle. In *38th AIAA Joint Propulsion Conference, Indianapolis, AIAA Paper, 02-4001*. [2](#)
- PAPAMOSCHOU, D. & ROSHKO, A. (1988). The compressible turbulent shear layer : an experimental study. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 197**, 453–477. [94](#), [95](#), [96](#), [100](#)
- PIPONNIAU, S. (2005). Tridimensionnalité d'un décollement de couche limite en interaction avec une onde de choc. Tech. rep., IUSTI. [65](#)
- PIPONNIAU, S., DUSSAUGE, J., DEBIEVE, J. & DUPONT, P. (2009). A simple model for low frequency unsteadiness in shock induced separation, to be published. *J. Fluid Mech.* [94](#)
- PIROZZOLI, S. & GRASSO, F. (2006). Direct numerical simulation of impinging shock wave / turbulent boundary layer interaction at M=2.25. *Physics of Fluid*, **18**. [8](#), [64](#)
- PIROZZOLI, S., F., G. & T.B., G. (2005). Dns analysis of a shock wave/ turbulent boundary layer interaction at m=2.25. In *Proceedings of the Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 1207–1211. [64](#)
- POGGIE, J. & SMITS, A. (2001). Shock unsteadiness in a reattaching shear layer. *J. Fluid Mech.*, **429**, 155–185. [64](#)
- RAFFEL, M., WILLERT, C., WERELEY, S. & KOMPENHANS, J. (2007). *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. Ingenierie, Springer, 2nd edn. [ix](#), [19](#)
- RAVINDRAN, S. (2000b). A reduced-order approach for optimal control of fluids using proper orthogonal decomposition. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **34**, 425–448. [129](#)
- REIJASSE, P., CORBEL, B. & SOULEVANT, D. (1999). Unsteadiness and asymmetry of shock-induced separation in a planar two-dimensional nozzle : a flow description. *AIAA Paper*. [ix](#), [2](#), [3](#), [9](#)

- RINGUETTE, M. & SMITS, A. (2007). Wall-pressure measurements in a Mach 3 shock-wave turbulent boundary layer interaction at a DNS-accessible Reynolds number. In *37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 25-28 June, Miami, FL*. [xii](#), [108](#), [109](#)
- RINGUETTE, M., WU, M. & MARTIN, M.P. (2008). Coherent structures in direct numerical simulation of turbulent boundary layers at Mach 3. *J. Fluid Mech.*, **594**, 59–69. [7](#)
- ROBINET, J. & CASALIS, G. (1999). Shock oscillations in diffuser modeled by a selective noise amplification. *AIAA Journal*, **37**, 453–459. [7](#)
- SCARANO, F. (2006). Tomographie en piv : nouveaux développements et perspectives en vélocimétrie tridimensionnelle résolue dans le temps. In *Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2006*, AFVL. [17](#)
- SCHMUCKER, R. (1984). Flow processes in overexpanded chemical rocket nozzles. part 1 : flow separation. Tech. Rep. TM77395, NASA. [62](#)
- SETTLES, G. (2006). *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Experimental Fluid Mechanics, Springer, 2nd edn. [ix](#), [17](#)
- SIMPSON, R.L. (1989). Turbulent boundary-layer separation. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **21**, 205–234. [114](#)
- SIROVICH, L. (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, **XLV**, 561–571. [129](#)
- SMITS, A. & DUSSAUGE, J. (1996). *Turbulent shear layers in supersonic flow*. AIP Press. [xi](#), [xii](#), [69](#), [96](#), [101](#)
- SORNBORGER, A., SAILSTAD, C., KAPLAN, E. & SIROVICH, L. (2003). Spatiotemporal analysis of optical imaging data. *NeuroImage*, **18**, 610–621. [129](#)
- SOUVEREIN, L., OUDHEUSDEN, B., SCARANO, F. & DUPONT, P. (2008). Unsteadiness characterisation in a shock wave turbulent boundary layer interaction through dual-PIV. In *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit 23 - 26 June 2008, Seattle, Washington*. [7](#)
- TEDESCHI, G., GOUIN, H. & ELENA, M. (1999). Motion of tracer particles in supersonic flows. *Experiments in fluids*, **26**(4), 288–296. [23](#)
- THOMAS, F., PUTMAN, C. & CHU, H. (1994). On the mechanism of unsteady shock oscillation in shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Experiments in Fluids*, **Vol. 18**, 69–81. [xii](#), [7](#), [8](#), [93](#), [108](#), [109](#)

BIBLIOGRAPHIE

- TOUBER, E. & SANDHAM, N. (2008). Oblique shock impinging on a turbulent boundary layer : low-frequency mechanisms. In *38th AIAA Fluid Dynamics Conference, 23-26 June, Seattle*. [7](#), [8](#), [9](#)
- VAN DRIEST, E. (1951). Turbulent boundary layer in compressible fluids. *Journal of Aeronautical Science*, **18**, 145–160. [35](#)
- WILLERT, C. & GHARIB, M. (1991). Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, **10**, 181–193. [20](#)
- WU, M. & MARTIN, M.P. (2007). Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp. *AIAA Journal*, **Vol. 45**, N°4, 879–889. [7](#)
- WU, M. & MARTIN, M.P. (2008). Analysis of shock motion in shockwave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. *J. Fluid Mech.*, **Vol. 594**, 71–83. [xii](#), [7](#), [8](#), [9](#), [93](#), [97](#), [104](#), [108](#), [109](#)
- ZUKOSKI, E. (1967). Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step. *AIAA Journal*, **5**, 1746–1753. [62](#)

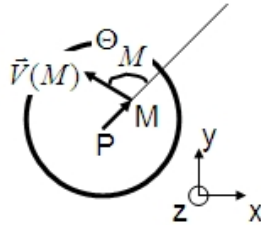
BIBLIOGRAPHIE

Annexe A

Annexes

A.1 Détecteur de vorticité intégral de Michard

La détection des structures rotatives sur les champs instantanés avec les détecteurs de vorticité classiques, comme le critère Q ou λ (Hunt *et al.* (1988); Jeong & Hussain (1995)), basés sur la décomposition du gradient local de vitesse ou sur la vorticité, conduit souvent à des résultats assez brouillés par la micro turbulence présente sur les champs instantanés PIV. Afin d'obtenir la localisation de ces structures, un détecteur différent, proposé par Michard et nommé Γ_1 , a été utilisé (Michard *et al.* (1997), Graftieaux *et al.* (2001)). Ce critère adimensionnel est basé sur la topologie du champ de vitesse, et est défini de la façon suivante :



considérons un point de l'espace P , et un champ de vitesse associé à une surface S l'entourant, et M un point quelconque appartenant à S . Γ_1 est défini de la façon suivante :

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\vec{P}\vec{M} \times \vec{U}_M) \cdot \vec{z}}{\|\vec{P}\vec{M}\| \|\vec{U}_M\|} dS = \frac{1}{S} \int_S \sin \Theta_M dS$$

A. ANNEXES

Où \vec{U}_M est la vitesse locale au point M, \vec{z} le vecteur unitaire normal au plan de mesure et Θ_M l'angle entre les deux vecteurs \vec{PM} et \vec{U}_M .

Cette quantité a ses valeurs comprises entre -1 et 1, et il peut être montré que les valeurs $|\Gamma_1| > 2/\pi$ correspondent à la présence d'un tourbillon à l'intérieur de la surface S, et dont le sens de rotation est donné par le signe de Γ_1 .

Dans le cas de mesures par PIV, le champs de vecteurs est discret. On utilise alors une cellule rectangulaire d'aire S, contenant N vecteurs, et la relation précédente peut être approximée par :

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_S \sin \Theta_M dS = \frac{1}{S} \sum_N \sin \Theta_M$$

Michard a proposé un second détecteur, Γ_2 , défini de façon similaire, mais dédié à la détection de structures tourbillonnaires animées d'un mouvement de convection. Pour cela, il suppose que la vitesse de convection des tourbillons est la vitesse du centre de la cellule d'interrogation \vec{U}_p . Cela a conduit à l'expression suivante :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{\vec{PM} \times (\vec{U}_M - \vec{U}_p) \cdot \vec{z}}{\|\vec{PM}\| \|\vec{U}_M - \vec{U}_p\|} dS$$

En se basant sur cette définition, ce critère a été utilisé sur différents champs instantanés. La vitesse centrale de la cellule d'interrogation n'a pas été utilisée comme vitesse de convection, car amenant à des résultats souvent confus. A la place, une vitesse de convection constante, déduite des mesures de fluctuations de pressions pariétales, a été retirée ($170 m.s^{-1}$).

A.2 La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)

Historiquement, la Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD) a été introduite en turbulence par [Lumley \(1967\)](#), comme une méthode objective permettant d’identifier et d’extraire les « structures cohérentes » d’un écoulement. Intuitivement, elle peut être vue comme une idée naturelle pour remplacer la décomposition de Fourier, lorsque les directions de l’écoulement ne peuvent plus être supposées homogènes ou périodiques. Elle est en fait la décomposition de Karhunen-Loève, encore appelée analyse en composantes principales, et revient à la décomposition en valeurs singulières (SVD) d’une matrice d’un point de vue mathématique.

Mathématiquement, la P.O.D, comme la transformation de Fourier, projette le champ de vitesse sur une base orthonormée de fonctions appelées modes. Ce champ peut alors être exprimé comme une combinaison linéaire de ces modes. À l’inverse de la transformation de Fourier, cette base est dépendante de l’écoulement considéré et est optimale dans le sens où la projection de l’écoulement sur la base P.O.D, pour un nombre fixé de modes, contient au moins autant ou plus d’énergie que la projection de l’écoulement sur toute autre base avec le même nombre de modes. Cette base est donnée par les fonctions propres du tenseur des corrélations en deux points.

La P.O.D couvre un vaste domaine d’utilisation regroupant toutes sortes de disciplines. Nous la retrouvons par exemple dans des applications au traitement d’image pour la caractérisation de visages humains ([Kirby & Sirovich \(1990\)](#)) ou pour l’étude de l’activité neuronale ([Sornborger *et al.* \(2003\)](#)), en analyse du signal ([Algazi & Sakrison \(1969\)](#)), en compression de données ([Andrews *et al.* \(1967\)](#)) et plus récemment en contrôle optimal ([Ravindran \(2000b\)](#); [Afanasyev & Hinze \(2001\)](#)).

Dans le cadre de cette étude, la décomposition en modes propres utilisée est celle introduite par [Sirovich \(1987\)](#). Cette approche, appelée “ méthode des snapshots ”, consiste à séparer le temps (t) et l’espace (\vec{x}). Elle est très intéressante en terme de temps de calcul sur des bases de données de type PIV. Notons qu’il n’est pas requis de travailler sur une série temporelle résolue. C’est-à-dire que deux nombres consécutifs de la série temporelle peuvent être parfaitement décorrélés et que la variable peut avoir autant de dimensions que nous le désirons. La décomposition de la vitesse $u(\vec{x}, t)$ s’écrit :

$$u(\vec{x}, t) = \sum_1^{Nbasis} (a_k(t) \Phi_k(\vec{x})) \quad (\text{A.1})$$

A. ANNEXES

Nbasis correspondant aux nombres de bases. Cette décomposition nous donne un ensemble dénombrable ordonné de fonctions $\Phi_k \in L^2$ (norme euclidienne) ortho-normales, où :

$$\begin{aligned} \forall (k, j) \in N^2 \quad a_k &= \langle u, \Phi_k \rangle, \quad \langle a_k, a_j \rangle = \lambda_k \delta_{kj} \\ \text{et } \lambda_k &\geq \lambda_{k+1} \geq 0 \\ \langle, \rangle &\text{ Définis le produit scalaire.} \end{aligned}$$

Elle est optimale au sens où, pour tout n , les n premiers modes POD capturent plus d'énergie que tout autre ensemble S de n éléments.

$$\sum_1^{Nbasis} \langle u, \phi_n \rangle \phi_n = \sum_1^{Nbasis} \lambda_n \geq \sum_1^{Nbasis} \langle u, \psi_n \rangle \psi_n \quad (\text{A.2})$$

D'un point de vue discret, la POD revient à effectuer une décomposition en valeurs singulières (SVD) de la matrice des données numériques $A = (u(x_i, t_j))_{i=1..M, j=1..N_t}$ [4] appelé matrice « Snapshot » :

$$\begin{pmatrix} u(x_1, t_1) & \dots & \dots & u(x_1, t_{N_t}) \\ \dots & & & \dots \\ \dots & & & \dots \\ \dots & & & \dots \\ u(x_M, t_1) & \dots & \dots & u(x_M, t_{N_t}) \end{pmatrix}$$

M représente le nombre de composante spatiale. N_t le nombre de réalisation (snapshot). La SVD de A est la factorisation :

$$A = U \Sigma V^T \quad (\text{A.3})$$

avec U une matrice $M \times M$ et V une matrice $N_t \times N_t$.

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & & \vdots \\ \vdots & & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \sigma_{N_t} \end{pmatrix},$$

où cette dernière matrice est une matrice diagonale où σ_i sont les valeurs singulières de A .

A partir de la vitesse fonction du temps et de l'espace $u(\vec{x}, t)$ nous cherchons une base discrète de fonction de l'espace $\Phi(\vec{x})$ appelés modes propres qui vont

A.2 La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)

approcher « au mieux » en moyenne la vitesse $u(\vec{x}, t)$.

Les fonctions Φ recherchées sont ainsi les fonctions qui maximisent leur produit scalaire normalisé avec $u(\vec{x}) : \max \frac{\langle u, \Psi \rangle^2}{\langle \psi, \Psi \rangle} = \frac{\langle u, \phi \rangle^2}{\langle \Phi, \Phi \rangle}$ où $\overline{\cdot}$ est l'opérateur moyenne (temporelle, spatiale...).

Le problème de maximisation (4.4) peut se reformuler sous la forme d'un problème aux valeurs propres. Pour cela, nous introduisons l'opérateur

$$RR : L^2(D) \rightarrow L^2(D) \text{ défini par :} \\ RR_\Phi(X) = \int_D R(X, X') \Phi(X') dX'$$

où $R(X, X') = \overline{u_x u_{x'}}$ est le tenseur corrélation spatial en deux points AA^T .

Le problème de maximisation admet une solution égale à la plus grande valeur propre du problème (Courant & Hilbert (1953)) :

$$RR\Phi = \lambda\Phi$$

En fait la décomposition se fait sur la matrice AA^T des corrélations temporelles (méthode Snapshot), puis en résolvant le problème aux valeurs et vecteurs propres de dimension $N_t \times N_t$. La POD, dans sa version originale, utilisait une formulation légèrement différente impliquant le tenseur des corrélations spatiales AA^T (méthode classique) de dimension $M \times M$. Cette version originale fut la première à qualifier les structures trouvées dans les modes de structures « cohérentes ». Cette dénomination signifiait que ces figures présentaient une certaine cohérence spatiale.

Dans le cas de la méthode des « snapshots » introduite par Sirovich, cette maximisation peut donc être reformulée par le problème aux valeurs propres suivant :

$$\underline{C}a = \lambda a$$

Où C est la matrice de corrélation temporelle AA^T . Conformément à la méthode des « snapshots », il s'agit d'une corrélation en temps faite sur les champs de vitesse. Les valeurs propres λ_k correspondent à l'énergie du mode k et les vecteurs propres associés a_k sont appelés les modes temporels ou coefficients temporels. Les modes spatiaux sont ensuite donnés par la relation :

$$\Phi(\vec{x}) = \sum_{k=1}^{N_t} a(t_k) u(\vec{x}, t_k) \quad (\text{A.4})$$

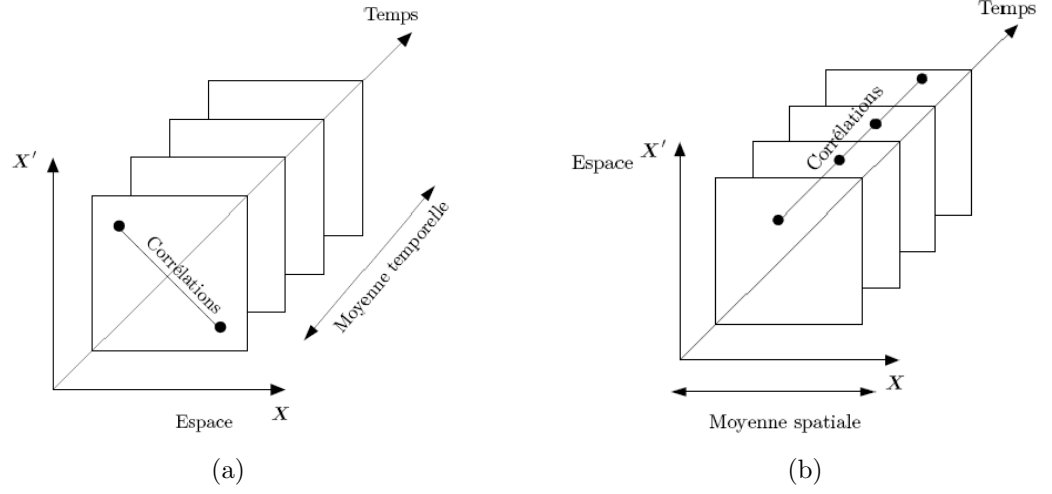


FIG. A.1 – Représentation schématique de la méthode classique (a) et de la méthode snapshot (b).

Étudions les deux méthodes, l’une appelé méthode “classique”, l’autre méthode “snapshot”.

Nous allons faire une décomposition sur la matrice $A^T A$ et AA^T , puis la résolution du problème aux valeurs et vecteurs propres.

Nous rappelons que la dimension de la matrice A est de $M \times N_t$

$$A^T A = V \Sigma U^T U \Sigma V^T = V \Sigma^2 V^T$$

La taille de la matrice $A^T A$ vaut donc $N_t \times N_t$.

Nous pouvons faire de même avec la matrice AA^T :

$$AA^T = U \Sigma V^T V \Sigma U^T = U \Sigma^2 U^T$$

La taille de AA^T vaut $M \times M$

Nous choisirons laquelle des deux matrices carrées à utiliser en fonction de sa taille, $A^T A$ sera le choix le plus judicieux quand $Nt \ll M$, ce qui est souvent le cas lorsque nous utilisons des données PIV. C’est cette matrice qui est à l’origine de l’algorithme snapshot. Au contraire, nous utiliserons l’autre matrice, pour des données acquises par fil chaud par exemple.

Or puisque $A^T A$ est une matrice hermitienne (ici simplement symétrique, car la matrice A est considérée à valeurs réelles), elle est diagonalisable dans une base

A.2 La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)

orthonormale et, par conséquent la décomposition sur la base propre s'écrit :

$$A^T A = W \Lambda W^{-1} = W \Lambda W^T \text{ et } W, \text{ de taille } N_t \times N_t, \text{ est aussi orthonormal.}$$

Nous avons alors :

$$V = W \text{ et } \Sigma^2 = \Lambda \text{ soit } \sigma_i = \sqrt{\lambda_i}$$

(V, Λ) représente la décomposition aux valeurs propres de la matrice $A^T A$, et sont les modes temporels a_k .

A.3 Épaisseurs intégrales de la couche limite

les différentes épaisseurs de déplacement, de quantité de mouvement et paramètres de forme de la couche limite sont définies comme suit :

- épaisseur de déplacement :

$$\text{incompressible} : \delta_{1i} = \int_0^{+\infty} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy$$

$$\text{compressible} : \delta_1 = \int_0^{+\infty} \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_e U_e}\right) dy$$

- épaisseur de quantité de mouvement :

$$\text{incompressible} : \delta_{2i} = \int_0^{+\infty} \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy$$

$$\text{compressible} : \delta_2 = \int_0^{+\infty} \frac{\rho U}{\rho_e U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy$$

- Paramètre de forme :

$$\text{incompressible} : H_i = \frac{\delta_{1i}}{\delta_{2i}}$$

$$\text{compressible} : H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$$

L'épaisseur δ_1 est la hauteur dont il faudrait déplacer la paroi pour qu'un écoulement de fluide parfait pur, c'est-à-dire sans couche limite, transporte le même débit massique que l'écoulement réel avec couche limite. L'épaisseur δ_2 caractérise la perte de quantité de mouvement résultant de l'existence de la couche limite.

A.3 Épaisseurs intégrales de la couche limite

Le paramètre de forme est un nombre qui caractérise la forme des distributions de vitesse au travers de la couche limite. En pratique, les profils de couche limite sont le plus souvent caractérisés par le paramètre de forme incompressible H_i . En effet, ce paramètre est vraiment attaché à la forme des profils de vitesse, alors que le rapport H est fortement dépendant du nombre de Mach M puisqu'ils font intervenir la masse spécifique ρ . Une formule semi-empirique montre en effet que :

$$H = H_i + 0.4M^2$$

De ce fait, aux grands nombres de Mach, sa valeur n'a plus rien à voir avec la forme des distributions de vitesse.

A.4 Transformée de Fourier

La transformée de Fourier discrète est un outil mathématique de traitement du signal. Sa définition mathématique pour un signal de N échantillons est la suivante :

$$S(k) = \sum s(n) \exp^{2i\pi k \frac{n}{N}}$$

On obtient ainsi un signal discret renseignant sur le contenu fréquentiel du signal $s(n)$, correspondant au spectre échantillonné. On peut remarquer que ce signal est périodique de période N , et renseigne sur les fréquences comprises entre 0 et $F_e/2$, F_e étant la fréquence d'échantillonnage. L'élévation au carré du module de la transformée de Fourier donne le spectre du signal. Pour un signal réel, celui-ci est pair. Pour un spectre formé sur N point, toute l'information spectrale est donc comprise entre les fréquences $N/2$ et N , les autres fréquences n'étant pas résolues.

A.5 Estimation de la vitesse verticale en couche limite

A.5Apendice E]

A.5.1 Calcul dans l'écoulement extérieur

Dans un premier temps, nous allons chercher l'ordre de grandeur de la vitesse verticale en dehors de la couche limite. Pour simplifier l'écriture, nous allons noter $\rho u = \bar{\rho} \bar{u} = \bar{\rho} \tilde{u}$ et $\rho v = \bar{\rho} \tilde{v}$

Équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.5})$$

donc, en intégrant de 0 à δ :

$$\int_0^\delta \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy = - \int_0^\delta \frac{\partial \rho v}{\partial y} dy$$

et par ailleurs :

$$\int_0^\delta \frac{\partial \rho v}{\partial y} dy = \rho_e V_e = - \int_0^\delta \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy.$$

La règle de dérivation d'une intégrale du type

$$g(x) = \int_{\alpha(x)}^{\beta(x)} f(t, x) dt$$

est donnée par le théorème d'Euler. On a :

$$g'(x) = \int_{\alpha(x)}^{\beta(x)} \frac{\partial f}{\partial x}(t, x) dt + \beta'(x) f(\beta(x), x) - \alpha'(x) f(\alpha(x), x)$$

Cela donne donc dans notre cas :

$$- \int_0^\delta \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy = - \frac{d}{dx} \int_0^\delta (\rho u) dy + \rho_e U_e \frac{d\delta}{dx} = \rho_e U_e \frac{d}{dx} \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e U_e}\right) dy$$

A. ANNEXES

Soit finalement :

$$\frac{\rho_e V_e}{\rho_e U_e} = \frac{d\delta_1}{dx}$$

En utilisant le facteur de forme $H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$, on obtient, en supposant $H=\text{constante}$:

$$\frac{V_e}{U_e} = \frac{d\delta_1}{dx} = H \frac{d\delta_2}{dx}$$

Or $\frac{d\delta_2}{dx} = C_f/2$ d'où : $\frac{V_e}{U_e} = H \frac{C_f}{2}$.

Dans notre écoulement, $C_f \approx 2.1 \times 10^{-3}$. La valeur de H en incompressible est $H_i = 1.4$. D'après la relation $H = H_i + 0.4Me^2$ (voir A.3), cela nous donne dans notre écoulement $H \approx 3.52$.

On obtient l'ordre de grandeur de la vitesse verticale dans l'écoulement extérieur :

$$V_e = HU_e \frac{C_f}{2} = 1.94 m.s^{-1}$$

A.5.2 Calcul dans la sous couche visqueuse

Nous allons maintenant estimer la vitesse verticale en sous couche visqueuse. Nous allons supposer que la quantité de mouvement $\bar{\rho}\tilde{u}$ et $\bar{\rho}\tilde{v}$ se décompose sous la forme d'une série polynomiale :

$$\begin{cases} \bar{\rho}\tilde{u} &= a_1 y + a_2 y^2 + \dots + a_n y^n \\ \bar{\rho}\tilde{v} &= b_1 y + b_2 y^2 + \dots + b_n y^n \end{cases} \quad (A.6)$$

avec $a_i = a_i(x)$.

En dérivant les équations du système A.6 :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= \frac{da_1}{dx} + \frac{da_2}{dx} y^2 + \dots + O(3) \\ \frac{\partial \rho v}{\partial x} &= b_1 + 2b_2 y + \dots + O(2) \end{cases} \quad (A.7)$$

En additionnant les équations du système A.7, on reconnaît l'équation de continuité, et donc, en identifiant, nous trouvons le système suivant :

$$\begin{cases} b_1 &= 0 \\ \frac{da_1}{dx} + 2b_2 &= 0 \end{cases}$$

Ce qui donne donc, en remplaçant dans le système A.6 :

$$\begin{cases} \bar{\rho}\tilde{v} &= b_2 y^2 + O(3) \\ b_2 &= -\frac{1}{2} \frac{da_1}{dx} \end{cases}$$

puisque $a_1 = a_1(x)$, alors en dérivant A.6 selon y nous avons

$$a_1 = \left[\frac{d}{dy}(\bar{\rho}\tilde{u}) \right]_{y=0} = \rho \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} + u \left(\frac{\partial \rho}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (\text{A.8})$$

Si la paroi est adiabatique, alors :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$$

Ce qui implique :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$$

Cela donne

$$a_1 = \rho_w \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{w=0} = \rho_w \frac{\tau_w}{\mu_w} = \frac{\tau_w}{\nu_w}$$

Nous pouvons alors en déduire l'expression de b_2 :

$$b_2 = -\frac{1}{2} \frac{da_1}{dx} = -\frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{\tau_w}{\nu_w} \right) = -\frac{1}{2\nu_w} \frac{d}{dx}(\tau_w)$$

Or :

$$\frac{d}{dx}(\tau_w) = \frac{1}{2} \rho_e U_e^2 \frac{d}{dx}(C_f)$$

Le coefficient de frottement peut être relié au R_x dans les couches limites turbulentes par une expression de la forme $C_f = K R_x^{-1/6}$.

L'expression de $\frac{d}{dx}(C_f)$ est donc de la forme :

A. ANNEXES

$$\frac{d}{dx}(C_f) = -\frac{1}{6} \frac{C_f}{x}$$

Cela nous donne finalement pour l'expression de b_2 :

$$b_2 = -\frac{1}{2\nu_w} \frac{d}{dx}(\tau_w)$$

$$\frac{d}{dx}(\tau_w) = \frac{1}{2} \rho_e U_e^2 \times -\frac{1}{6} \frac{C_f}{x}$$

$$b_2 = -\frac{1}{2\nu_w} \frac{d}{dx}(\tau_w) = \frac{1}{24\nu_w} \rho_e U_e^2 \frac{C_f}{x}$$

La variation de la viscosité d'un fluide avec la température nous est donnée par :

$$\frac{\mu}{\mu_w} = \left(\frac{T}{T_w}\right)^\omega$$

Pour l'air, $\omega = 0.75$. Il est nécessaire de connaître T_w . Nous avons les deux relations :

$$\frac{T_w}{T} = 1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2$$

$$\frac{T_i}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2$$

Avec r le coefficient de récupération ($r=0.89$), et $T_i=300^\circ\text{K}$. Nous obtenons alors :

$$\frac{T_w}{T} = \frac{1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}$$

A.5 Estimation de la vitesse verticale en couche limite

$$T_w = 283^\circ\text{K}.$$

La frontière de la sous couche visqueuse est situé à $y^+ = 5$. Cela donne dans notre cas $y \approx 5.10^{-5}m$ donc

$$\mu_w = \mu_0 \left(\frac{T_w}{273} \right)^{0.75} = 1.8.10^{-5} kg/m.s (\mu_0 = 1.7.10^{-5} kg/m.s).$$

$$\rho_w = \frac{P}{RT_w} = 0.05 kg/m^3$$

et

$$\nu_w = \frac{\mu_w}{\rho_w} = 3.6.10^{-7} m^2/s$$

Après calculs, en évaluant les valeurs à $x = 1m$, ce qui correspond sensiblement à nos conditions d'expériences, nous trouvons $b_2 = 6.94.10^{-8}$, et on trouve alors :

$$\bar{\rho}\tilde{v} = b_2 y = 3.47.10^{-12} kg.m^{-2}.s^{-1}$$

Pour une couche limite adiabatique, on a sensiblement $\rho \approx \rho_w$ à la frontière dans la sous couche.

$$\bar{\rho}\tilde{v} = \rho_w \tilde{v}$$

avec $\rho_w = 0.05 kg.m^{-3}$, on trouve finalement pour la valeur de la vitesse verticale à la frontière de la sous couche visqueuse :

$$\boxed{\tilde{v} = 7.10^{-11} m.s^{-1}}$$

Cette valeur est totalement négligeable : Cela vérifie que l'approximation d'écoulement parallèle s'applique à la sous couche visqueuse.

A.5.3 Calcul dans la couche

Pour finir, nous allons estimer la vitesse verticale dans la couche limite elle même. On suppose dans un premier temps que les profils de couche limite sont en similitude, et décrit par une loi de puissance du type :

$$\frac{\rho U}{\rho_e U_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n}$$

L'étude d'un profil de couche limite nous permettra de nous donner le nombre n de nos expériences.

Pour ce faire, nous devons dans un premier temps calculer les rapports de densité. En utilisant la loi de Crocco modifiée, et en supposant l'écoulement adiabatique ($T_{pa} = T_p = T_w$), nous avons :

$$T = T_w + (T_{pa} - T_p) \frac{U}{U_e} - (T_{pa} - T_e) \left(\frac{U}{U_e}\right)^2$$

On trouve donc en utilisant la relation $P = \rho RT$ et $T_w = T_e(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2)$:

$$\rho = \frac{P}{R(T_w - (T_w - T_e) \left(\frac{U}{U_e}\right)^2)}$$

ce qui donne :

$$\frac{\rho}{\rho_e} = \frac{T_e}{T} = \frac{T_e}{T_w - (T_w - T_e) \left(\frac{U}{U_e}\right)^2}$$

Soit pour les rapports de densité :

$$\boxed{\frac{\rho}{\rho_e} = \frac{1}{\frac{T_w}{T_e} - \left(\frac{T_w}{T_e} - 1\right) \left(\frac{U}{U_e}\right)^2} \text{ et } \frac{T_w}{T_e} = 1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2}$$

A.5 Estimation de la vitesse verticale en couche limite

On cherche une solution de similitude sous la forme $\rho U = \rho U(x, y) = \rho U(y/\delta(x)) = \rho U(\zeta)$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} = \frac{d\rho u}{d\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{y}{\delta^2} \frac{d\delta}{dx} \frac{d\rho u}{d\zeta}$$

et donc, en utilisant l'équation de continuité :

$$-\frac{y}{\delta^2} \frac{d\delta}{dx} \frac{d\rho u}{d\zeta} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0$$

$$-\zeta \frac{d\delta}{dx} \frac{d\rho u}{d\zeta} + \frac{d\rho v}{d\zeta} = 0$$

$$\boxed{\frac{d\rho v}{d\zeta} = \zeta \frac{d\delta}{dx} \frac{d\rho u}{d\zeta}}$$

Or $\frac{\rho U}{\rho_e U_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n} = \zeta^{1/n}$, donc :

$$\frac{d\rho u}{d\zeta} = \frac{d}{d\zeta}(\rho_e U_e \zeta^{1/n}) = \frac{1}{n} \rho_e U_e \zeta^{(1-n)/n}$$

$$\frac{d\rho v}{d\zeta} = \frac{d\delta}{dx} \frac{1}{n} \rho_e U_e \zeta^{1/n}$$

En intégrant cette dernière relation :

$$\frac{\rho V}{\rho_e U_e} = \frac{d\delta}{dx} \frac{1}{n+1} \zeta^{(n+1)/n}$$

En utilisant les relations $\frac{d\delta_2}{dx} = \frac{C_f}{2}$ et $\frac{\delta_2}{\delta} = \frac{n}{(n+1)(n+2)}$ on obtient :

$$\frac{\rho v}{\rho_e U_e} = \frac{d\delta_2}{dx} \frac{1}{n+1} \zeta^{(n+1)/n}$$

$$\boxed{\frac{\rho V}{\rho_e U_e} = \frac{C_f}{2} \frac{n+2}{n} \zeta^{(n+1)/n}.}$$

A. ANNEXES

Annexe B

Articles publiés ou soumis

B. ARTICLES PUBLIÉS OU SOUMIS

Shock/boundary layer interactions: possible sources of unsteadiness

J.-P. Dussauge ^{a,*}, S. Piponnier ^a,

^a*Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels, UMR 6595 C.N.R.S.-Université de Provence, 5, Rue Enrico Fermi, 13453 Marseille Cedex 13, France*

Received 3 June 2008

Abstract

In shock induced separation, the question of the origin of the low frequency motions affecting the shock waves remains controversial. According to the situations, it may be argued that upstream or downstream flow conditions can provide a likely explanation. A short review of this question is proposed, mainly based on the analysis of existing experimental work. One of the recent interpretations is the role which can be played by the long turbulent superstructures of the incoming boundary layer. This is shown to be a valid interpretation in a limited number of cases. An experiment in which perturbations of the same type are formed is shown to bring no modification to an oblique shock reflection interaction. The different cases are discussed and an assessment of the generality of their results is proposed.

© 2006 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Supersonics flows present specific features for the aerodynamic loads applied to the structures because of the effect of compressibility and the presence of shock waves [see for example Bouhadji & Braza (2003) and Iakovlev (2007)]. In particular, low frequency unsteadiness is a common feature in many shock boundary layer interactions. It is found that shock waves are subjected to motions occurring at frequencies much lower than the energetic incoming turbulence. This is a problem found in many aeronautical situations, for example in overexpanded nozzles or in supersonic air intakes. The low frequencies produced in such conditions may cause serious practical problems, since they are at the origin of significant aerodynamic loads, they can be a source of fatigue of the mechanical structures or they can damage the engines. The objective of this paper is to make a review of the more recent works in this field, and to discuss the origin of the frequencies of the shock motion. Two possible interpretations exist: the influence of incoming turbulent conditions or the effect of the downstream flow organisation. These two points will be considered, and results of an experiment using an incoming boundary layer with characterized perturbations will be given. Discussion and conclusions will indicate possible scenarios.

* Corresponding author.

E-mail address: jean-paul.dussauge@polytech.univ-mrs.fr (J.-P. Dussauge).

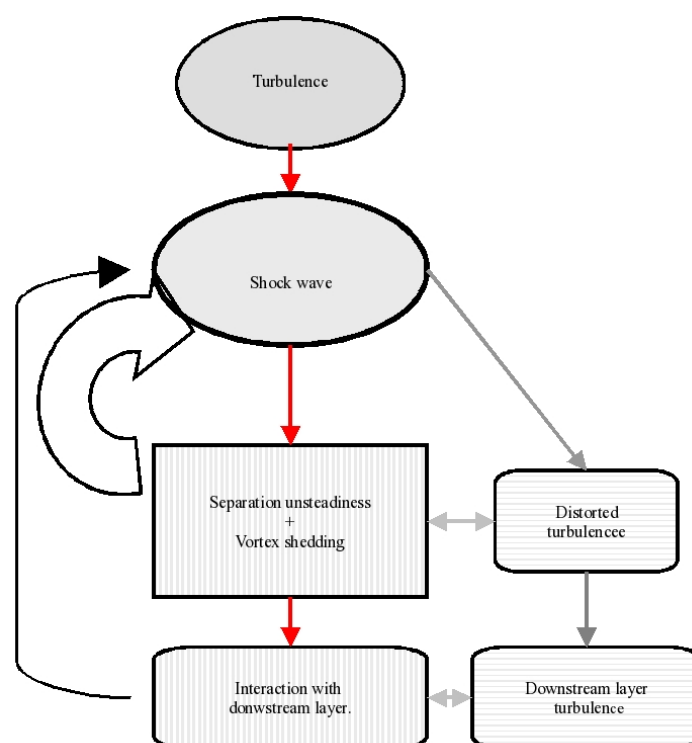


Fig. 1. A diagrammatic representation of shock/boundary layer interactions.

2. Characterization of unsteadiness

A general outline of the organisation of shock boundary layer interactions has recently been proposed by Dussauge (2007), to which the reader may be referred. The main idea is that a shock wave is an interface between upstream and downstream conditions, which both determine its position. This is a static point of view. On the other hand the frequency response of a shock wave is not flat, but depends itself on the upstream and downstream conditions to which is subjected. Different results can be obtained, and can lead to frequency selection in some cases, for example in transonic buffeting. In such pathological cases, feedback loops are present; however in turbulent conditions it is not clear that such loops exist. It seems that shocks behave generally as low pass filters and are preferably sensitive to low frequencies. A possible understanding of the organization of such interactions can be summed up by the following diagram, adapted from Dussauge (2007), Fig. 1.

This diagram refers to the following problems. The incoming conditions are turbulent. Turbulence is distorted by its passage across a shock wave, then is convected downstream and contributes to the formation of a new boundary layer (branch on the right hand side). Moreover, as represented by the central branch, separation may occur with the formation of large scale eddies and vortex shedding. The level of distorted turbulence may interact with the structure of separation. This part of the flow provides the downstream conditions applied to the shock wave; separation and vortex shedding contain their own frequency ranges of fluctuations and can impose unsteady downstream conditions to the shock. Feedback loops may occur in the separated bubble and in the immediate vicinity of the shock, constituting short-range interactions. They can also be produced by the flow far downstream through acoustic coupling as observed in buffeting problems. Arrows on the left hand side, in the backwards direction, represent the possible couplings. If there is no separation, only the branch on the right hand side is active. One of the objectives of this review is to infer what the important factors are in such interactions. The case of buffeting examined by Lee (2001) will not be discussed here, and we will concentrate mainly on situations where the flow immediately downstream of the shock has to be considered. This happens mainly in compression ramp flows, in shock reflection on a flat plate and in interactions around blunt obstacles. The shock motion occurs at low frequencies. What does this mean and what are the frequencies present in such interactions? Separated zones generally involve frequencies lower than the incoming turbulence in subsonic

and supersonic boundary layer as well [See Dupont et al. (2005), Dupont et al. (2006), Cherry et al. (1984)]. Moreover, separation does not involve only a single frequency, but a family of modes related to the formation of vortical structures in the mixing layer bounding the recirculating bubble, and to vortex shedding. All this may be scrambled by incoming turbulence. The frequencies involved by the shock motion are generally still lower, and again with a broadband spectrum. A dominant frequency is generally defined as follows. Fluctuating wall pressure is considered. The shock motion implies the presence of a peak on the longitudinal distribution of rms wall pressure. Considering the frequency spectrum $E(f)$ at the maximum of the rms value, the dominant frequency is defined as the frequency for which $fE(f)$ vs f has a maximum. Using the same attempt as Erenkil & Dolling (1991), or by reference to works on subsonic separated flows, for example to Cherry et al. (1984), a Strouhal number is defined by normalizing this dominant frequency by the length of the separated zone and the velocity of the incoming flow.

Making such an analysis for many cases of interactions, Dussauge et al. (2006) have confirmed very clearly that the Strouhal number S_L based on separation length and upstream velocity is very low, whatever the geometrical case. If the source of excitation of the shock depends on the flow, there is no reason to have a strict collapse in such a representation. However, S_L takes values between 0.02 and 0.05. If the interaction zone is large enough, this implies that $L/\delta \gg 1$, where δ is the thickness of the initial boundary layer. Therefore, the Strouhal number $f\delta/U_e$ is of the order of 10^{-2} or less. As typical frequencies associated with turbulence in the incoming boundary layer are of the order of U_e/δ , and as it is very easy to get a separated zone of the order of the boundary layer or larger, these results suggest that in most cases, the shock frequency is two orders of magnitude lower than the incoming turbulence.

Another result derived from the same considerations in supersonic interactions [Dupont et al. (2005), Dupont et al. (2006), Dussauge et al. (2006)] indicates that the shock velocity is two orders of magnitude below the external velocity, so that its intensity is not affected by its motion.

3. Influence of upstream conditions

It is just obvious that variable incoming conditions will make shock waves move. The question is to know if the incoming turbulence can explain the strong motions observed in the separated interaction.

A first work, which can be referred to, is the experiment of Poggie & Smits (2001). These authors study a shear layer over a cavity, reattaching on a tilted plate, at a Mach number of 2.9. Such an arrangement is known to produce isobaric shear layers. At the reattachment, the flow is deviated so that a shock is formed. An interesting point in Poggie & Smits' experiment is that the shear flow downstream of reattachment can develop freely, since there is no obstacle or no separated zone imposing its aerodynamic conditions or its own frequencies. They studied the structure of the recompression by turning close to the reattachment point for the shear layer in natural and perturbed conditions. The perturbation consists in blowing air in the cavity in a strong enough way to change significantly the large eddies of the shear layer. The mean and rms pressure distribution and the pressure spectra along the plate around reattachment scale consistently with the size of the large eddies, showing that in this case, the shock motion depends primarily on incoming turbulence.

Contributions of incoming turbulent eddies are also found in the numerical simulations by Pirozzoli et al. (2005) and by Pirozzoli & Grasso (2006) of a shock reflection on a flat plate at a Mach number M of 2.25, in which it is clearly seen that the vortical structures passing through the shock are at the origin of some motions, of limited extent however. Recently, detailed measurements by PIV in a 20° compression ramp flow at $M = 2$ have been performed by Ganapathisubramani et al. (2007). They considered mainly the influence of the very large scale structures of the initial boundary layer. These superstructures have been identified in low speed boundary layers by Adrian et al. (2000) among others. They are constituted of packed of hairpin vortices, and, if δ is the thickness of the boundary layer, they can have a length up to more than 30δ . The PIV measurements of Ganapathisubramani et al. (2007) were processed in order to detect the shock front and the edge of the separated zone, suggesting coincidence between the passage of longitudinal structures and the shock motions. Therefore, these authors concluded that they observed a mechanism at the source of the unsteadiness in compression ramp flows.

It may be remarked that the superstructures detected by Adrian et al. (2000) are associated with velocity perturbations typically of $\pm 2U_\tau$, where U_τ is the friction velocity. According to Morkovins hypothesis, the turbulent velocity scale in zero pressure gradient boundary layer is $U_\tau\sqrt{\rho_w/\rho}$. As in adiabatic conditions, the velocity scale associated with these structures should be smaller than at low speed. An experiment was made in the same

M_∞	U_0	δ_0	Re_θ	Cf	T_{te}	U_τ
2.3	550m.s^{-1}	11mm	5.9×10^3	2×10^{-3}	300K	24m.s^{-1}

Table 1

Aerodynamic flow conditions, shock reflection experiment.

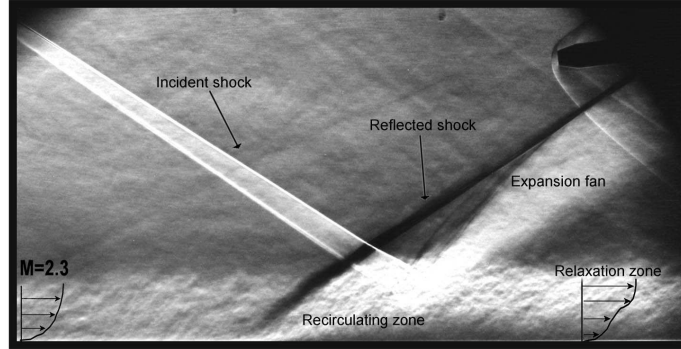


Fig. 2. Spark Schlieren of the interaction.

configuration as in Dupont et al. (2006), to check the influence of perturbations with a velocity scale of the order of U_τ . The flow consists in an interaction between an oblique shock wave reflecting on a fully developed turbulent boundary layer. It is installed in the supersonic wind tunnel of IUSTI, and has a nominal free-stream Mach number of $M_\infty=2.3$. The settings of PIV system are the same as in Dupont et al. (2005). The different characteristics of the flow are listed in table 1.

The main characteristics of the flow are described in the two previous references and can be summed up as follows. The shock is produced by a tilted flat plate with a sharp leading edge, placed in the free-stream, and fixed on the ceiling of the wind tunnel by two masts. It generates an oblique shock wave impinging the boundary layer on the floor. Its angle of incidence, and therefore the flow deviation θ can be varied from $\theta = 0^\circ$ to $\theta = 9.5^\circ$; this generates shocks of various intensities, and various separation conditions. Incipient separation occurs around 5.5° . In the present case, a deviation of 9.5° is considered, for which separation is well developed. The shock experiences low frequency movements, with a typical frequency of 150 Hz. A spark Schlieren visualisation of the separated flow is presented in Fig. 2.

Separation produces streamlines with concave curvature leading to the formation of the unsteady reflected shock upstream of the point of impingement of the incident shock. PIV investigations in the recirculation, with a light sheet parallel to the wall, have shown the three-dimensional structure of the mean flow, with the presence of two contra-rotative vortices, symmetric with respect to the wind tunnel axis Dupont et al. (2005).

This interaction has been studied with two different incoming conditions with roughnesses placed upstream of the sonic neck, in order to see the impact on the development of the incoming boundary layer, and the consequences on the frequencies and on the length scale of the interaction.

In the first configuration, wall roughnesses were placed just upstream the sonic section, at a distance of about 80cm upstream of the test section. They are formed with the letter V on Dymo tapes. Three rows of such tapes are used, with V patterns arranged in a quincunx; their height is 0.5 mm. A picture of these roughnesses is given in Fig. 3, showing that they can produce an excitation in the spanwise direction for a large number of special modes. In a second configuration, three rows of smooth Dymo tapes without the V pattern are placed exactly at the same location as of the previous rough tapes.

Firstly, the influence of these arrangements on the incoming conditions is considered. PIV measurements are used to determine the velocity profiles in a plane perpendicular to the wall, and by setting the laser sheet parallel to the wall, spanwise distributions of velocity in a horizontal plane will be analysed, too. The impact of the periodic roughnesses on the incoming boundary layer appears in the study of spanwise distributions of mean longitudinal velocity. This component is clearly affected by the presence of the tapes, and shows a spurious flow organisation.

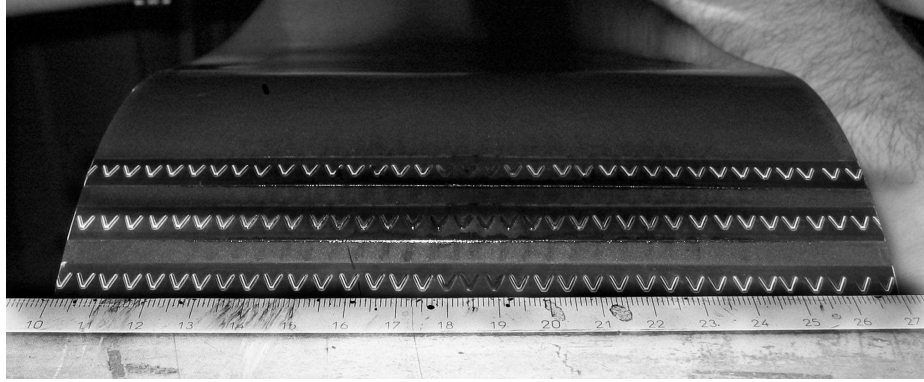


Fig. 3. Periodic Dymo-tape roughnesses placed upstream of the sonic neck.

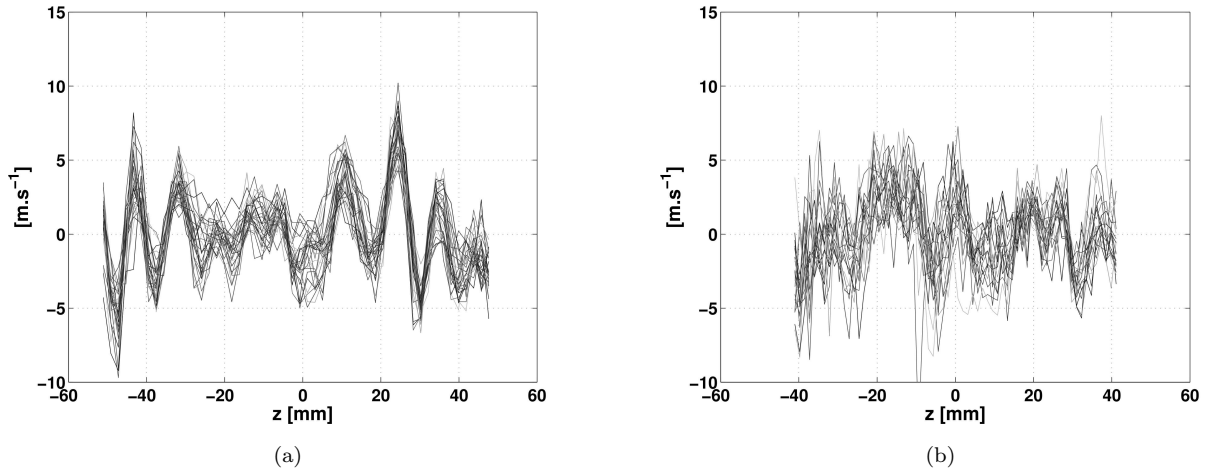


Fig. 4. Profiles of mean longitudinal velocity. (a): rough Dymo tape, (b): smooth Dymo tape.

Fig. 4(a) represents a stacking of 20 mean spanwise profiles, the local mean velocity being subtracted. The PIV measurements were taken in a plane located at 1 mm from the wall. The longitudinal spacing between 2 consecutive profiles is 0.5 mm, so that the 20 profiles are distributed over a distance of about δ . In such conditions, no observable trend is expected from a profile to another. It should be remarked that the profiles collapse on each other, with some scatter but without longitudinal drift. The flow contains a pattern periodic in space, constant along the flow, with amplitude of nearly 20 m.s^{-1} , i.e. of the order magnitude of the friction velocity. Larger longitudinal distances of observation have shown the same very conservative behaviour. The space Fourier transform of these profiles has been performed: the value of the fundamental wavelength is typically δ (Fig. 5(a)).

This wavelength does not reflect directly the periodic roughnesses, since their spacing is 5 mm, and the patterns of the three rows are not aligned (see Fig. 3). Furthermore, this wavelength depends on the stagnation pressure of the flow: increasing the stagnation pressure from 0.5 bar to 0.8 bar increases this wavelength, from δ to 2δ . Therefore, the signature of the roughnesses is not directly observed, but rather, they provoke a spanwise excitation to the flow which responds by forming structures inside the boundary layer. As the considered boundary layer develops on the floor of the wind tunnel, this suggests that some Görtler vortices have been formed along the concave part of the nozzle wall downstream of the sonic neck. The presence of the roughnesses may trigger the development of this sort of instability, and perturb the incoming boundary layer profiles. However, the presence of Görtler vortices remains only a very likely guess, since the settings used in present PIV measurements were not appropriate to observe directly the three-dimensional structure of such structures.

The analysis of the instantaneous vector fields shows that the vortices are stably imbedded in the flow, with some

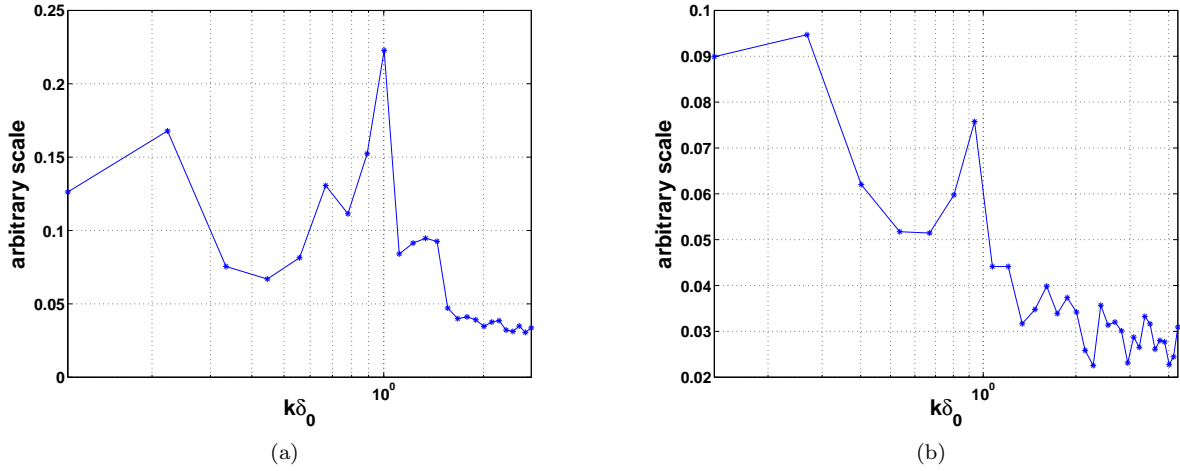


Fig. 5. Fourier spectra associated with Fig. 4. (a): rough Dymo tape, (b): smooth Dymo tape.

meandering from one snapshot to another. A spanwise space spectrum of each instantaneous field has been made, and then averaged over 500 fields. The typical wavelength appears, but with a wide bump, pointing out some instantaneous variations of the wavelength.

The flow field obtained by the three smooth Dymo-tapes is presented Fig. 4(b); the periodic pattern is significantly attenuated, still revealing some organisation, but to a much lesser extent. The Fourier spectra (Fig. 5(b)) confirm these conclusions: the peak of the previous fundamental component has decreased and is now negligible. It may be concluded that the remaining Görtler vortices, if any, are much weaker and less ordered.

Mean velocity profiles were measured in a vertical plane along the centreline of the interaction. The van Driest transform of the velocity has been determined. These profiles with and without the V-shaped roughnesses are in excellent coincidence, showing no real variation of mean velocity. The profiles present the same logarithmic zone. A consequence is that the friction coefficient remains unchanged. Hot wire measurements have also been performed in the incoming boundary layer; neither the rms value of mass flux $(\rho u)'$ nor its spectrum reveals any significant difference in the two configurations. Therefore, it may be concluded that the two boundary layers are identical, in the same state of turbulence upstream of the interaction.

Wall pressure measurements were performed along the axis of the interaction by Kulite transducers. A very good agreement was found on the rms value of pressure near the shock foot in both configurations, showing that the position and the amplitude of the shock motion is not changed significantly (Fig. 6 and Fig. 7). Spectra of wall pressure at the mean location of the reflected shock were also determined (Fig. 6). The two spectra, with and without rough tapes, are identical, the characteristic frequency being close to 150Hz.

Although the influence of the periodic perturbation on averaged distributions along the centreline is weak, attention is paid to its impact on the organisation of the separated zone. Fig. 8(a) presents mean streamlines in a plane parallel to the wall, at a distance of $y=1$ mm, without the V-roughnesses, for the interaction at $\theta = 9.5^\circ$. The interaction length, defined as the length between the mean position of the reflected shock and the prolongation at the wall of the incident shock as in Dupont et al. (2006), is 71.5 mm. The two contra-rotative vortices are present, and no corrugation appears on the streamlines of the flow. The distance between the centres of the contra-rotative vortices defined as the point of convergence of the streamlines, is of about 70mm.

Fig. 8(b) represents the same interaction, but with the periodic roughnesses. The pattern imbedded in the incoming boundary layer has clearly an impact on the development of the three-dimensionality of the flow. Firstly, it can be noticed that the shape of the separated zone is affected by the periodic roughnesses. The zero-velocity line is also perturbed by corrugations in the spanwise direction. The two vortices of the recirculated zone have their location significantly modified since they are found at $Z^* = \pm 0.35$, which corresponds to a distance between their centres, is now about 50 mm. This represents a departure of 50 % from the smooth tape case.

The conclusion of this experiment is that perturbations with a typical velocity scale of the order of the friction

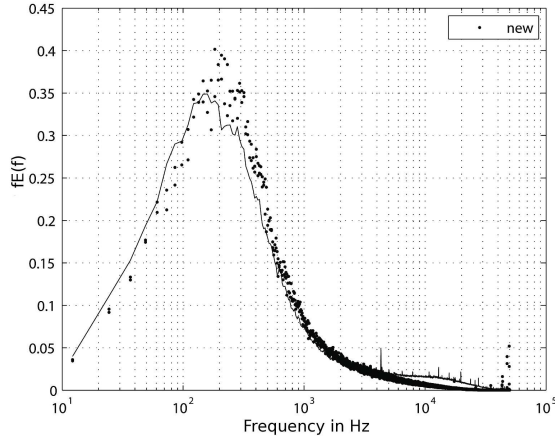


Fig. 6. Pressure spectra at the mean location of the reflected shock, with and without rough tapes.

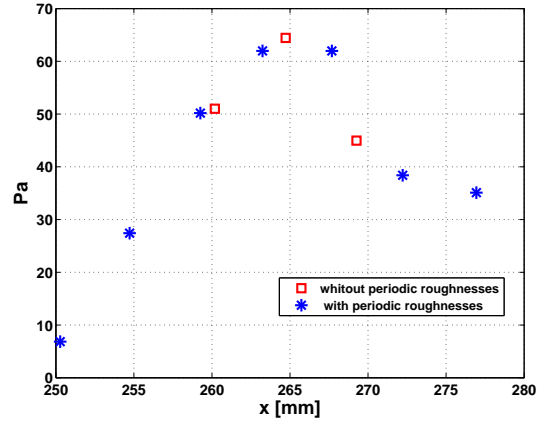


Fig. 7. rms pressure near the foot of the shock.

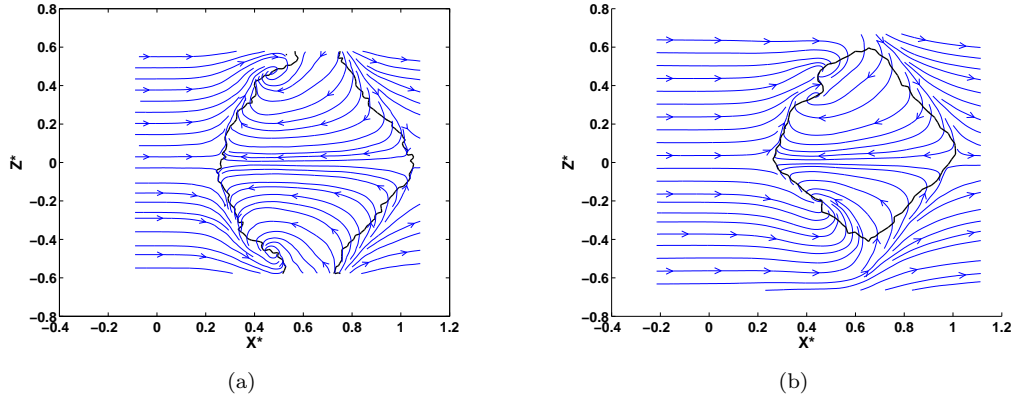


Fig. 8. Interaction without periodic roughnesses (a) and with periodic roughnesses (b). Bold solid line: zero-velocity line.

velocity is not strong enough to change either the longitudinal extent of the interaction, or the rms pressure or the frequencies of the shock motion. However, a more subtle effect is found: the three-dimensional organization of the separated bubble is appreciably modified.

4. Influence of downstream conditions

As recalled in the previous sections, downstream conditions may also make the shock move. The question is to determine which conditions are predominant. The situation may be flow dependent. Smith & Dolling (1989), Gramman & Dolling (1990), Gonzales & Dolling (1993) among others, examined the case of interaction produced by a blunt body. They showed that the motion of a shock wave produced by a blunt body scales with the diameter of the blunt body, i.e. with the downstream conditions.

The case of corner flows at Mach number 2.9 studied by Selig et al. (1989) can be examined. Fig. 9 presents the position of the foot of the shock in compression ramp flows at $M=2.9$ (Shaded zone) and the extent of its oscillation (solid line with squared symbols). In this flow cases, incipient separation occur for an angle slightly smaller than 16 degrees. It appears that for angles smaller than this upper bound, since there are no particular structures developed downstream, the shock motion depends only on the incoming conditions; the position of the shock and its range of oscillation increases only slightly. When separation occurs, new conditions are imposed downstream by the separated zone; there is a dramatic shift of the position of the foot of the shock and an increase

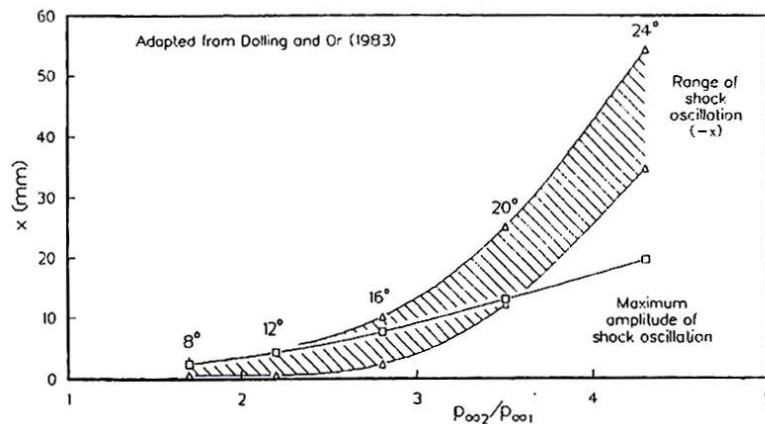


Fig. 9. Position of the shock and range of oscillation in compression ramp flows at Mach number 2.9 (adapted from Selig et al. (1989))

of its range of oscillation. This suggests that the downstream conditions play a major role when separation occurs.

We can go back to consider again the shock reflection case studied by Dupont et al. (2005) and Dupont et al. (2006), at $M=2.3$. In this experiment, pressure fluctuations in two points along the centreline of the flow have been measured. They found that pressure fluctuations in the upstream boundary layer are in very weak coherence, whatever the frequency, with the fluctuations generated by the shock wave moving forth and back. The coherence between the upstream layer and the separated bubble or the flow downstream reattachment is also very weak. On the opposite, fluctuations at the foot of the mean shock are strongly coherent (almost linearly) with the separated zone and with the flow downstream of reattachment. This suggests that the low frequencies of the shock motion are strongly linked to the downstream flow and particularly to the separated bubble. A tomographic video of the flow was taken for different angles of the shock generator, Dupont et al. (2006). By doing so, different shock intensities, and therefore different developments of separation, were obtained, with the same incoming boundary layer. When the boundary layer is not separated, the reflected shock hardly moves. As soon as separation occurs, the reflected shock moves significantly, for the same incoming turbulence. The maximum extent of the shock motion occurs for the more severe separation, with the lowest frequencies. Therefore, this visualization has shown that important movements of the reflected shock are associated with the development of the recirculating bubble, and not with the structures of the upstream boundary layer.

This assessment should be moderated by two remarks. The first one is that generally, the transfer function of a shock wave depends on its intensity. By changing the shock generator angle, the shock strength has been modified, and presumably, also its transfer function, which is not known in the cases under review. It is believed however that this effect is not the primary one. The second comment comes from a consequence of our experiment on incoming flow conditions. Fig. 4 shows that perturbing the upstream layer results in modifying the three-dimensional organization of separated zone, and possibly in an indirect modification of its unsteadiness. In the case of the present experiment, the perturbation was strong enough to produce a modification of its three-dimensional structure, but not strong enough to modify significantly its size measured on the symmetry axis of the interaction or the frequencies of the unsteadiness itself.

5. Discussion and conclusions

The flow examined here show that the nature or the origin of the unsteadiness depends on the cases and on the geometrical conditions. It seems rather clear that, if a shock wave interact with a boundary layer without inducing separation, the shock motion is dominated by the structure of inflow turbulence. This was shown without ambiguity by Poggie & Smits (2001), and this is suggested by the results of Selig et al. (1989) (Fig. 9). In severe cases where an obstacle is present, the shock motions depends primarily on downstream geometrical conditions. In the other cases, things are not so clear. Pirozzoli & Grasso (2006) analyzed the results of their

simulation of an impinging oblique shock flow in terms of acoustic feed-back in the separated bubble, by analogy to Rossiter's analysis of cavity tones. Although they observed no peaks on the spectra of the pressure fluctuations in the recirculation show bands of energy which may support this hypothesis. However, their simulations do not reproduce the low Strouhal number of shock motion of 0.03 as observed in the experiments. In the oblique shock reflection studied by Dussauge et al. (2006) and Dupont et al. (2006), it is possible to evaluate the frequency of the fluctuations produced by the passage of superstructures, by assuming that they are 30δ long, and that they are convected with the external flow velocity. This would correspond to a frequency $F_{sup} = U_\infty/30\delta$. The corresponding Strouhal number based on interaction length is therefore $S_L = L/30\delta$. In the more severe case of 9.5° deviation, $L \approx 7\delta$, so that $S_L \approx 0.23$, one order of magnitude larger than the experimental value. Assuming that the superstructure are convected with a velocity of $0.7 U_\infty$ would provide a milder condition with $S_L \approx 0.16$, which is still much too large. From this formulation, it may be speculated that a Strouhal number of about 0.03 could be found if $L \approx \delta$, a result which matches rather well conditions close to incipient separation.

This situation corresponds to the case of an oblique shock reflection. In the case of compression ramps however, the typical frequency of the superstructure and the criterion based on $S_L \approx 0.03$ are consistent. This is not in contradiction with the previously examined results. The reason is that for compression ramp flows, the length of interaction is much smaller, leading to smaller values of the Strouhal number.

Finally, the question of the origin of the unsteadiness remains open. In Dupont et al. (2005), it was speculated that the three-dimensional structure of separation could be at the origin of unsteadiness. The argument was that the three-dimensional vortices formed in the case of the 9.5° case have a circulation of the order of the dominant frequency of the shock motion. However, and even if such eddies contribute to the unsteadiness of the system, it may be argued that for a flow deviation of 8° , no three-dimensional eddies are observed, but significant motions at low frequencies are developed. It may be assessed that no particular flow structure with the appropriate frequency scale has been observed to date. A suggestion of scenario could be found in some global linear stability analysis [Ehrenstein & Gallaire (2007), Alizard & Robinet (2007)]. In these works, it is found that in some subsonic separated zones, modes of Kelvin Helmholtz type are developed with close values, producing beating at low frequency. If such a model can be applied to turbulent supersonic shock induced separation, it could constitute a rather convincing candidate to explain the low frequency shock motion.

Acknowledgement

Part of this work has been carried out with the support of the Pole ATAC monitored by CNES and ONERA, and by the European STREP UFAST. Their helps are gratefully acknowledged. The authors are grateful to Dr Dupont, to Dr Debiève and to S. Mucini for their technical help and for the fruitful discussions which contributed to this paper.

References

- Adrian R.J., Meinhardt C.D., Tomkins C.D. 2000, Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, 422, 1-54.
- Alizard F., Robinet J.C. 2007, Influence of 3D perturbations on separated flows, IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control, Corfu, Greece, June 18/22 2007.
- Bouhadji A., Braza M. 2003, Organized modes and shock vortex interactions in unsteady viscous transonic flows around an airfoil : part one, Mach number effect, *Computer and fluids*, 32, issue 9, 1233-1260.
- Cherry N.J., Hillier R. Latour M.E.M. 1984, Unsteady measurements in separated and reattaching flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 144, 13-46.
- Dupont P., Haddad C., Ardisson J.P., Debiève J.F. 2005, Space and time organization of a shock/wave turbulent boundary layer interaction, *Aerospace Science and Technology*, 9, 561-572.
- Dupont P., Piponniau S., Sidorenko A., Debiève J.F. 2006, Tomographic video of an oblique shock reflection, Unpublished work, Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels.
- Dupont P., Haddad C., Debiève J.F. 2006, Time organization in a shock induced separated boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, 559, 255-277.
- Dussauge J.P., Dupont P., Debiève J.F. 2006, Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation, *Aerospace Science and Technology*, 10, 85-91.
- Dussauge J.P., Compressible turbulence of supersonic flows: actions and interactions Proceedings of the Symposium Turbulence in Interaction 2006, May 29-June 02,

- Ehrenstein U., Gallaire F. 2007, Global low-frequency oscillations in a separating boundary layer flow, IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control, Corfu, Greece, June 18-22, 2007.
- Erengil M.E., Dolling D.S. 1991, Correlation of separation shock motion with pressure fluctuations in the incoming boundary layer, AIAA J., 29, 1868-1877.
- Ganapathisubramani B., Clemens N.T., Dolling D.S. 2007, Effects of upstream coherent structures on low-frequency motion of shock induced turbulent separation, AIAA Paper 2007-1141, 45th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Jan. 8-11 2007, Reno, NV
- Gonsales J.C., Dolling D.S. 1993, Correlation of interaction sweepback effects on the dynamics of shock-induced turbulent separation, AIAA Paper 93-0776, 31st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Jan. 11-14 1993, Reno, NV
- Gramman R.A., Dolling D.S. 1990, Detection of turbulent boundary layer separation using fluctuating wall pressure signals, AIAA Journal, n6, 1052-1056
- Iakovlev S. 2007, Submerged fluid cylindrical shell subjected to a shock wave: fluid structure interaction effects, Journal of fluids and structures, 23, issue 1, january 2007, 117-142.
- Lee B.H.K. 2001, Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds, Progress in Aerospace Science, 37, 147-196
- Pirozzoli S., Grasso F., Gatski T.B. 2005, DNS analysis of a shock wave/ turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$, Proceedings of the Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Williamsburg, Virginia, June 27-29, 1207-1211.
- Pirozzoli S., Grasso F. 2006, Direct numerical simulation of impinging shock wave/ turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$, The Physics of Fluids, 18, 065113.
- Poggie J., Smits A.J. 2001, Shock unsteadiness in a reattaching shear layer, Journal of Fluid Mechanics, 429, 255-277.
- Selig M.S., Andreopoulos J., Muck K.C., Dussauge J.P., Smits A.J. 1989, turbulence structure in a shockwave/turbulent boundary layer interaction, AIAA Journal, 27, 862-869.
- Smith D.R., Dolling D.S. 1989, Unsteady shock induced separation in Mach 5 cylinder interactions, AIAA Journal, 27, 1598-1706.

Investigation by Particle Image Velocimetry Measurements of Oblique Shock Reflection with Separation

P. Dupont* and S. Piponniau†

*Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels,
Université de Provence and Unité Mixte de Recherche Centre National de la Recherche
Scientifique N°6595, 13003 Marseille Cedex 13, France*

A. Sidorenko‡

*Institute of Theoretical and Applied Mechanics,
Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, 630090, Novosibirsk, Russia
and*

J. F. Debiève§

*Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels,
Université de Provence and Unité Mixte de Recherche Centre National de la Recherche
Scientifique N°6595, 13003 Marseille Cedex 13, France*

DOI: 10.2514/1.30154

The organization and length scales of turbulent structures and unsteadiness generated in a shock-wave-induced separation at Mach number of 2.3 are investigated experimentally using particle image velocimetry. Processing of the velocity fields displays and demonstrates the existence of structures in the mixing layer developed in the separation bubble. Moreover, we show in evidence a link between the reflected shock excursions and the size of the separated flow. This overview of the spatial organization of the interaction provides a more comprehensive picture of the flow.

Nomenclature

C_f	=	friction coefficient
L	=	length of the interaction
M	=	Mach number
Re_θ	=	Reynolds number based on the momentum thickness
S_L	=	Strouhal number
T_t	=	stagnation temperature
U_0	=	upstream external velocity
U^+	=	V/u_τ
u_τ	=	friction velocity
V	=	Van Driest transformed velocity
X^*	=	$(x - X_0)/L$
X_0	=	mean position of the reflected shock
x	=	longitudinal coordinate
Y^*	=	y/δ_0
y	=	normal to the wall coordinate
y^+	=	yu_τ/ν
δ_0	=	upstream boundary-layer thickness
θ	=	incidence angle of the shock generator
ν	=	kinematic viscosity

I. Introduction

IN many aeronautical applications, critical situations can be produced by the unsteadiness occurring when the boundary layer separates, for example, in backward or forward steps, or in cavity problems. In high-velocity flows, separation can be associated with, or even created by, shock waves that constitute new sources of unsteadiness, generally at frequencies much lower than the energetic eddies of the incoming turbulent boundary layer. This is the case, for example, with wall bumps in transonic flows or shock wave boundary-layer interactions in shock reflection configurations and in ramp flows. This type of flow has been partly documented in the past [1,2] and in more recent reviews [3,4]. Nevertheless, most of the published results consider mean velocity fields (obtained by traditional methods such as pitot probes, laser Doppler anemometry) or unsteady wall pressure measurements. More recently, new optical measurement methods, such as particle image velocimetry or planar laser scattering [5–7], have provided better knowledge of the unsteady aspects of such flows. Nevertheless, some important questions still remain unresolved: in particular, the origin of the low frequency of the shock motion and its coupling with the upstream or downstream flows are not clearly understood. Some authors propose to relate these low-frequency movements to instantaneous behavior of the upstream turbulent boundary layer [7–9]. They found that some low-frequency events of the upstream boundary layer, associated with longitudinal streaks developing near the wall, could be related to certain movements of the detached shock in the case of a Mach 5 ramp flow. Other works have put in evidence strong statistical links between these low-frequency shock oscillations and the dynamics of the detached region which develops downstream [6,10–12]. Finally, recent work based on global linear stability of an interaction between an incident shock wave and a laminar boundary layer [13] has shown that intrinsic three-dimensional global modes at very low frequency can develop inside the interaction, when the shock intensity reaches a critical level, with a strong coupling between the reflected shock and the detached region.

Moreover, some recent works have shown that these flows can now be significantly described by numerical simulations [14–16]. For example, large-eddy simulations (LES) are now able to produce accurate descriptions of the global organization of the incident shock

Presented as Paper 119 at the 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 8–11 January 2007; received 31 January 2007; accepted for publication 5 December 2007. Copyright © 2007 by the American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. All rights reserved. Copies of this paper may be made for personal or internal use, on condition that the copier pay the \$10.00 per-copy fee to the Copyright Clearance Center, Inc., 222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923; include the code 0001-1452/08 \$10.00 in correspondence with the CCC.

*Chargé de Recherche, Groupe Supersonique, 12 Ave du Gal Leclerc, Member AIAA

†Ph.D. Student Centre National d'Etudes Spatiales, Groupe Supersonique, 12 Ave du Gal Leclerc.

‡Senior Researcher, Hypersonic Flow Laboratory, Institutskaya, 4/1, Member AIAA.

§Chargé de Recherche, Groupe Supersonique, 12 Ave du Gal Leclerc.

wave/boundary-layer interaction [14]. However, due to current computer limitations, it is still difficult to simultaneously resolve the low-frequency unsteadiness of the flow together with large computing domains to simulate the flow's three-dimensional properties. Thus, further work is needed to improve numerical methods and understanding of the possible couplings between the different sources of unsteadiness.

In this paper, we will present experimental results obtained at Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI). An interaction between an oblique shock wave and a turbulent boundary layer at a Mach number of 2.3 is considered. The shock intensity is strong enough to make the boundary layer separate: the main characteristics of this type of interaction have been described in several previous papers [1,14,17]. Here, we will focus on the unsteady aspects of the interaction. We present results performed with particle image velocimetry (PIV). This method is now well developed and can be applied even in supersonic conditions with reverse flows, with a spatial resolution on the order of 1 mm^2 or even smaller. This is really large enough to describe accurately the energetic scales of these flows. Illustration of the accuracy of PIV measurements will be given in the upstream turbulent boundary layer and compared with laser Doppler anemometry (LDA) results. We will focus on the organization of the recirculating zone and the large scales that develop within, and cover a wide range of frequencies and wave numbers. The results deduced from PIV measurements will be compared with previous results deduced from unsteady wall pressure, LDA, and hot-wire measurements.

II. Experimental Setup

The experiment is carried out in the Mach 2.3 hypoturbulent supersonic wind tunnel at IUSTI. This is a continuous facility with a closed-loop circuit. The test section is 120 mm high and 170 mm wide. The nominal conditions of the interaction are as follows. The incoming boundary layer is turbulent, fully developed, and has a thickness $\delta_0(99\%U_0)$ of 11 mm, an incompressible momentum thickness of 1.28 mm, and a Reynolds number based on the momentum thickness Re_θ of 6.9×10^3 . The friction coefficient C_f is 2×10^{-3} and the total temperature is 300 K.

A shock generator made of a sharp-edged plate is fixed on the ceiling of the wind tunnel. It is placed in the freestream and its leading edge is located in the external flow. It spans the entire width of the test section and generates an oblique shock wave impinging on the floor boundary layer. Its angle with respect to the external flow θ can be set continuously up to 10 deg.

The global organization of the incident shock wave boundary-layer interaction obtained by spark schlieren visualization is presented in Fig. 1. The flow deviation due to the incident shock is 8 deg and the pressure gradient is strong enough for the layer to separate. In this case, the incident shock is reflected near the Mach line as an expansion wave, whereas the leading reflected shock originates upstream of the recirculating zone as described in Delery and Marvin [1]. The compression waves located in the relaxation zone, needed to turn back the flow parallel to the wall after its passage through the expansion fan, are barely visible on this visualization.

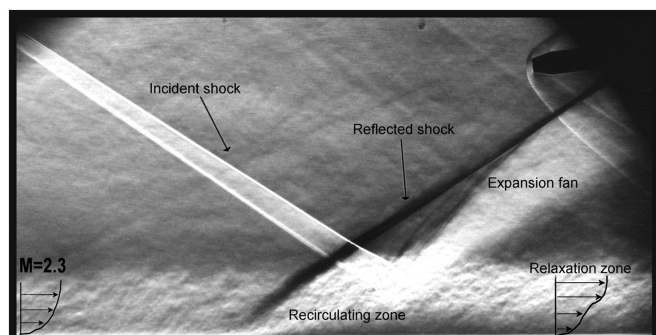


Fig. 1 Spark schlieren visualization of the interaction, flow deviation of 8 deg.

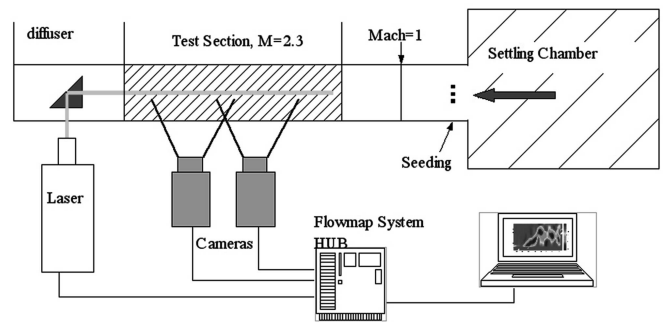


Fig. 2 Sketch of the PIV measurement arrangement.

The origin of the longitudinal coordinate x is chosen at the mean position of the reflected shock at the wall X_0 . The length of interaction L is defined as the distance between X_0 and the extrapolation to the wall of the incident shock; it is used to normalize the longitudinal coordinate x . The dimensionless coordinate is therefore $X^* = (x - X_0)/L$, and the interaction extends from $X^* = 0$ to 1.

The PIV investigation is made using a Dantec Dynamics system. The light sheets are generated by a double pulse ND:YAG laser New Wave Solo II, which delivers 30 mJ per pulse, separated in time by $1 \mu\text{s}$. The measurements are made in vertical planes, along the longitudinal axis of the wind tunnel. Because of the presence of the shock generator on the ceiling, some optical arrangements are necessary to illuminate the test section: a prism is placed in the diffuser to let the laser sheet propagate back to the measurement area (Fig. 2).

Ten thousand sets of digital images are captured using Flowsense cameras (1600×1200). In the case of 9.5 deg, where the interaction increases significantly, two cameras are lined up next to each other in the longitudinal direction, as shown in Fig. 2, to provide a wide field of view. The two pictures recorded by each camera overlap by approximately 10%. A panoramic grid of calibration is recorded, and the spatial intercorrelation function between pictures gives the spatial correspondence between each field. A global panoramic picture is then created, covering an area of approximately $180 \times 20 \text{ mm}^2$ ($\approx 16\delta_0 \times 2\delta_0$). Nikon Macro Nikkor 60 mm f/2.8 lenses were used on both cameras.

The acquisitions are made via the Dantec Flowmap System Hub. A peculiarity of this system is an internal storage, thus allowing long acquisition samples at a high rate (15 Hz using the two cameras in half-frame mode). Ten thousand images are acquired with two cameras for a shock generator angle of 9.5 deg, corresponding to about 10 min of acquisition. Only one camera is used for the case using an angle of 8 deg.

Incense smoke is used as seeding particles. After decantation of smoke, the particles are injected from the wall, upstream of the sonic section, through 3 holes spaced 10 mm apart and placed symmetrically with respect to the wind-tunnel axis. As the wind-tunnel stagnation pressure is less than atmospheric, the particles are naturally sucked into the flow. The burnt incense particles are an oil-based substance with a density of 800 kg/m^3 . Based on the ability of the particles to follow the step of velocity across the shock in the external flow, a typical particle size of $1 \mu\text{m}$ and an equivalent time response in the Lagrangian frame of reference of about $20 \mu\text{s}$ have been estimated [18].

The images are processed with the Dantec software Flowmanager 4.6. The calibration factor of the pictures is 17 pixels/mm. The intercorrelation is carried out recursively from a cell of size 128×64 to a final cell size of 32 pixels horizontally by 16 pixels vertically, with a Gaussian weighting window applied to the interrogation cell. Therefore, the final effective cell size is 16×8 pixels; this leads to a PIV resolution of $1 \times 0.5 \text{ mm}^2$. Therefore, the accuracy of the velocity measurements, with a subpixel refinement of 0.1 pixel, can be estimated on the order of 6 ms^{-1} . This is believed adequate for taking into account the high velocity gradients perpendicular to the wall inside the incoming boundary layer, as it will be shown in the next section. In the

upstream region of the interaction, a validation rate over 90% is obtained down to $y/\delta_0 = 0.07$ (or $y = 0.8$ mm). This indicates a seeding particle concentration adapted to the size of the cell of analyses. An overlap of 75% between cells provides a field of 390×80 vectors.

To have reference measurements to validate the PIV results, LDA measurements have been carried out inside the upstream boundary layer with a two component system operated in forward scatter mode. The probe volume is an ellipsoid of $(0.2 \times 0.2 \times 1)$ mm³, taking into account the off-axis setting of the receptive head. The same seeding as in the PIV measurements is used. Measurements of first- and second-order statistical moments of longitudinal and transverse velocity fluctuations obtained with both methods are compared in Figs. 3 and 4. The mean velocity and the standard deviation of the velocity are normalized by the upstream external mean velocity of the flow U_0 . Results are found to be in very good agreement, which suggests that the space resolution of our PIV measurements is correctly adapted to the regions of high velocity gradient.

The mean velocity fields obtained by PIV provides a global description of the mean spatial organization of the flow. For example, the spatial map of longitudinal rms fluctuations for the $\theta = 9.5$ deg case are reported in Fig. 5. A strong increase of the boundary-layer thickness is observed together with the development of very high levels of turbulence downstream of the reflected shock.

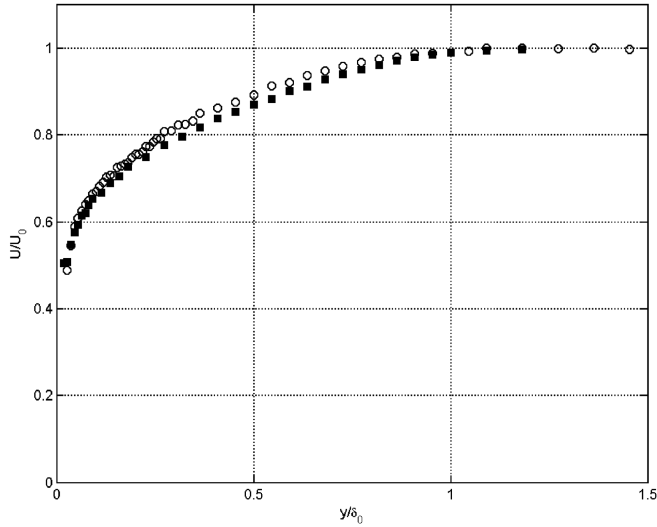


Fig. 3 Comparison of the mean longitudinal velocity deduced from LDA (open symbols) and PIV (closed symbols) measurements in the upstream turbulent boundary layer.

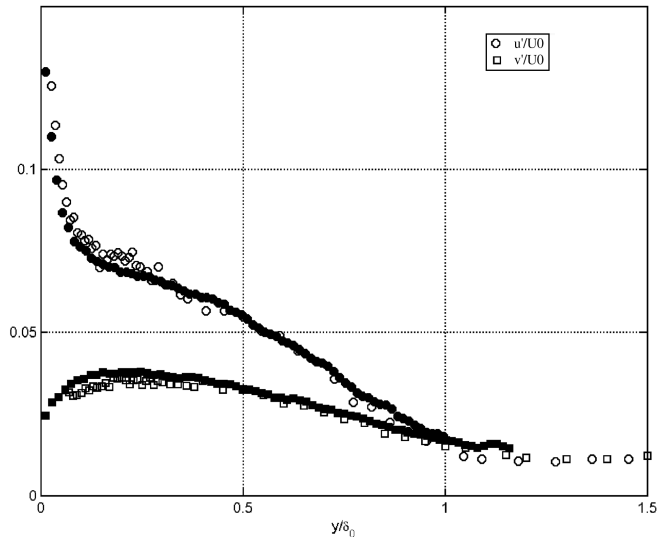


Fig. 4 Comparison of the turbulence intensity deduced from LDA (open symbols) and PIV (closed symbols) measurements in the upstream boundary layer.

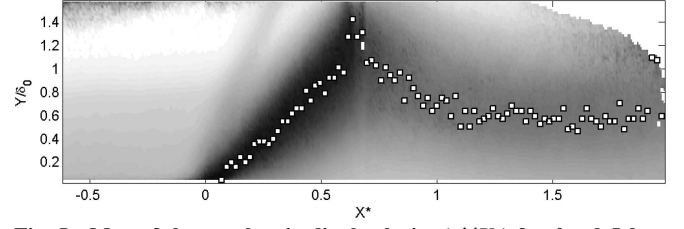


Fig. 5 Map of the rms longitudinal velocity (u'/U_0) for $\theta = 9.5$ deg. Dots correspond to the local maximum of the rms profile.

This region of high level of turbulence starts near the wall, just downstream of the foot of the reflected shock, then moves up in the layer (up to $y/\delta_0 \approx 1$), and continues far downstream of the end of the interaction. The unsteady reflected shock cannot be clearly identified from these maps: the artificial turbulent intensity due to its oscillations is too small compared with the turbulence generated inside the interaction. On the other hand, if normal rms velocity fluctuations are considered for $y/\delta_0 > 0.6$, the turbulence intensity just upstream and downstream of the region of the shock movements are smaller than the artificial turbulence intensity of the vertical fluctuations velocity due to the reflected shock oscillations (see Fig. 6).

Therefore, an evaluation of the mean position of the reflected shock is derived from the transverse velocity fluctuation maps. The shock is supposed to generate a constant step of a given quantity q and to move randomly around its mean position $X_0(y)$ over a space length $L_{ex}(y)$. The quantity q can be any quantity related to the shock effect: pressure, a component of velocity, momentum, etc. Its upstream value is noted q_0 . For the sake of simplicity, the level of turbulence upstream and downstream of the shock are neglected. Then, the first- and second-order moments of the quantity q can be written as functions of the intermittency factor γ , related to the presence of the shock at a given position, and the step of the quantity across the shock Δq (see [11] for details):

$$\frac{\bar{q} - q_0}{\Delta q} = \gamma \quad \text{and} \quad \frac{\sigma_q}{\Delta q} = \sqrt{\gamma(1 - \gamma)}$$

Therefore, the median position of the shock ($\gamma = 1/2$) corresponds to the maximum of $\sigma_q/\Delta q$. The extent of the region of oscillation L_{ex} is related to the extent of the bump of $\sigma_q/\Delta q$. It has been arbitrarily defined as the point where this quantity is reduced by a factor $1/e$.

This procedure has been applied for different shock generator angles. The associated length of interaction is obtained by extrapolation to the wall of the position of the shock. Results are summarized in Fig. 7. They are compared with previous determinations in the same flow configuration by other methods: 1) schlieren determination with adiabatic or heated wall [19,20], and 2) wall pressure fluctuations measurements [6], where the same procedure as for rms normal velocity has been used.

The length of shock excursion has also been estimated from hot-wire measurements for $y = 1.5\delta_0$. The value deduced from the hot-wire data and the PIV measurements are, respectively, 10.5 and 12 mm.

In spite of the blurring due to the particles inertia in our experimental conditions, we obtain a determination of the shock

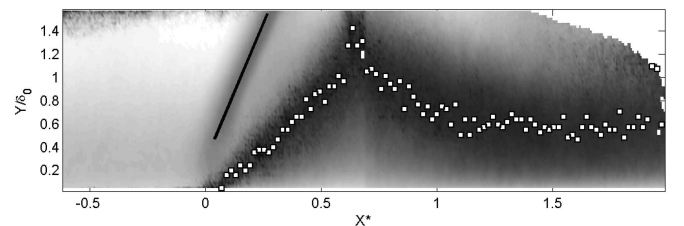


Fig. 6 Map of the rms transverse velocity (v'/U_0) for $\theta = 9.5$ deg; dots correspond to the local maximum of the rms profile; solid line corresponds to the localization of the mean position of the unsteady reflected shock.

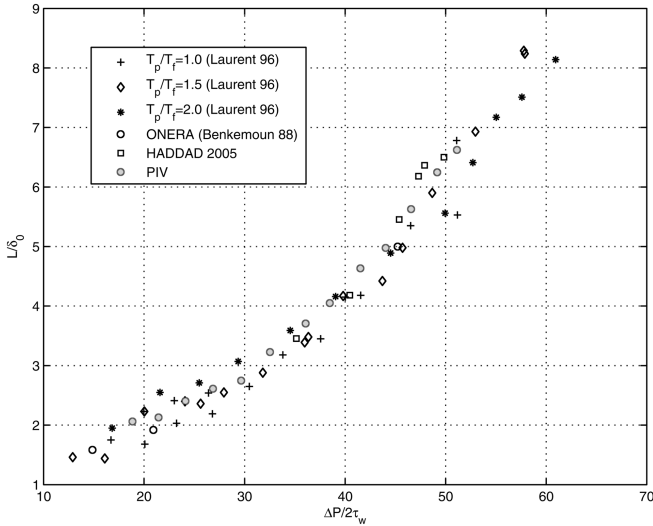


Fig. 7 Determination of length of interaction by PIV measurements, schlieren visualization, and wall pressure measurements. Separated interactions for $\Delta p/2\tau_w > 30$, where ΔP is the pressure step across the incident shock.

position and domain of shock oscillations in good agreement with the schlieren visualizations, the wall pressure, and the hot-wire measurements.

III. Large Scale Eduction Inside the Interaction

As mentioned in the previous section, the development of a region with a high level of turbulence, and with maximum of turbulence intensity far from the wall, can be observed downstream of the reflected shock. This region of maximum turbulence detached from the wall is still present in the relaxation zone ($X^* > 1$), where the maximum is reached at $y/\delta_0 \approx 0.5$.

The typical mean longitudinal velocity profile in the middle of the interaction is presented Fig. 8. It is very similar to velocity profiles observed in subsonic separated flows [21] and can be compared with mixing layer profiles. Such cases, with reverse flow and inflexional velocity profiles, are known to develop large convective eddies, due to the Kelvin–Helmholtz instability.

The instantaneous velocity fields obtained in the present work confirm the development of large eddies in the region of separated flow. A characteristic example is presented in Fig. 9. On this figure, a constant convection velocity is removed to enhance the large convective scales which are developing in the detached zone. To estimate this convection velocity, we can remark that, in the frame of

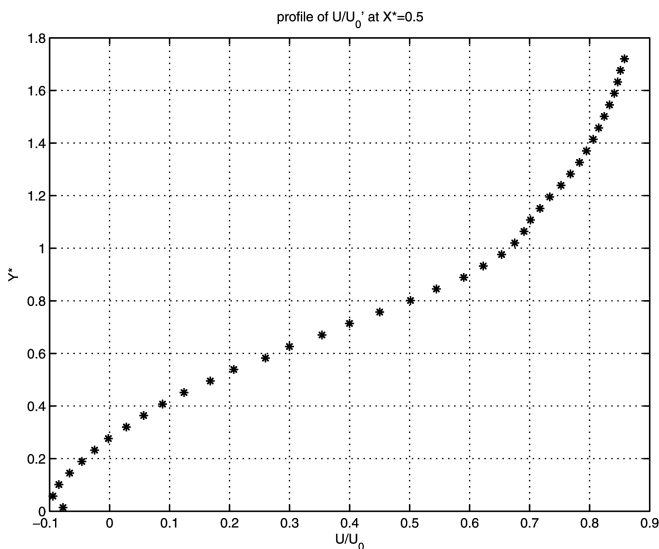


Fig. 8 Mean longitudinal velocity in the recirculating zone, $X^* = 0.5$.

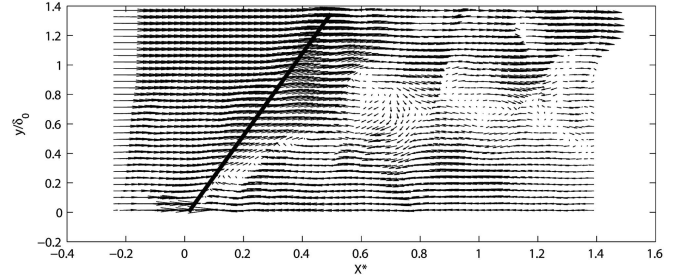


Fig. 9 Instantaneous velocity field inside the interaction. The solid line corresponds to the mean position of the reflected shock.

reference of a convected vortex, the average modulus of the velocity on a domain containing the eddy is smaller than for any other frame of reference. This property has been used to estimate the convection velocity of several eddies: values ranging between 160 and 230 ms^{-1} have been obtained. It has been controlled that such results do not depend significantly on the convection velocity for this range of values, and a median value of 200 ms^{-1} has been retained.

The initial part of the interaction ($X^* < 0.5$) clearly develops vortical structures with successive roll up. The scales are on the order of 0.2 initial boundary-layer thickness. In the second part of the interaction ($X^* > 0.5$), larger eddies are created and shed downstream with characteristic wavelength, on the order of $0.4L$ for the instantaneous field presented in Fig. 9.

To describe the dynamics of this mixing-layer-like flow, an attempt has been made to localize and analyze these structures from the PIV data set. The problem is that the detection of vortices on instantaneous fields with classical criteria, based mainly on the decomposition of the local velocity gradient or the vorticity, can lead to confusing results due to the small scale turbulence on the instantaneous velocity field and to the presence of unvalidated or false vectors. To localize the center of the large scale vortices in our set of data, a nonlocal criterion Γ_1 proposed by Graftieaux et al. [22] is used. It is based on the topology of the velocity field, and is defined in the following way:

Let P be a point of the vector field, S a two-dimensional area surrounding P , and M a point of this area. The vorticity detector Γ_1 is defined as

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\mathbf{PM} \times \mathbf{U}_M) \cdot \mathbf{z}}{\|\mathbf{PM}\| \cdot \|\mathbf{U}_M\|} dS = \frac{1}{S} \int_S \sin \theta_M dS \quad (1)$$

where \mathbf{U}_M is the local velocity at the point M , \mathbf{z} is the unit vector normal to the measurement plane, and θ_M is the angle between the two vectors \mathbf{PM} and \mathbf{U}_M . This criterion has values between -1 and 1 , and it can be shown that the values of $|\Gamma_1| > 2/\pi$ correspond to the presence of a vortex, with the sign of Γ_1 related to the sense of rotation. In the case of PIV measurements, the vector field is discrete. We then use a rectangular interrogation area S , containing N vectors, and we approximate the previous relation by

$$\Gamma_1 = \frac{1}{S} \int_S \sin \theta_M dS = \frac{1}{N} \sum_N \sin \theta_M \quad (2)$$

Based on this definition, the criterion has been used for the different instantaneous fields where a convection velocity of 200 ms^{-1} has been subtracted and with an interrogation area of 4 mm^2 . Typical maps of Γ_1 for the instantaneous field are reported Fig. 10 for the 8 deg case.

We also estimate the spatial average of the Γ_1 detector for the 10^4 fields recorded (see Fig. 11). This defines the region where the vortices are statistically present. Equivalent results in the 9.5 deg case are presented Fig. 12.

As expected, the location of the maximum of probability to have an eddy correspond very well with the region of high energy which develops in the interaction and in the relaxation zone (see Figs. 5 and 6). In both cases, the development of the mixing layer zone is well highlighted by the vortex detector: the initial mixing layer which develops in the first half of the recirculating region, then the creation

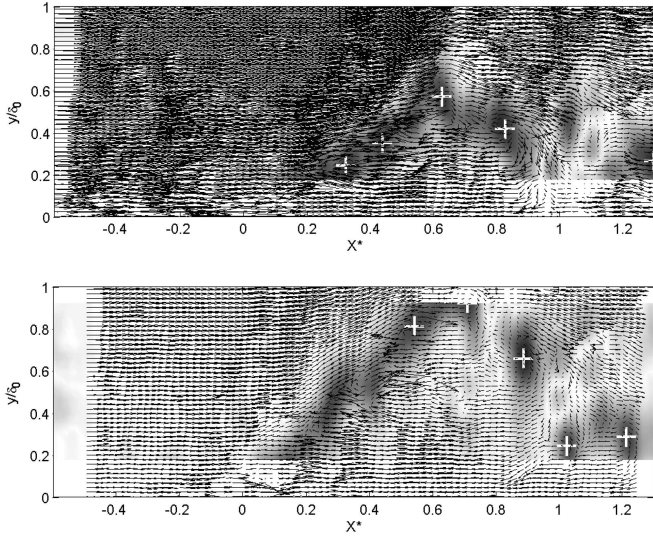


Fig. 10 Vector fields and Γ_1 vortex detector superimposed, $\theta = 8$ deg (white crosses: detected vortices).

of large vortices in the second half. It has to be noted that results for 9.5 deg are not as clear as for 8 deg; if the global behavior is very similar, the Γ_1 detector seems to fail to clearly identify the different vortical structures in this strong interaction.

These results confirm the development of large vortices in this region and illustrate some important similarities between the recirculating bubble in subsonic and supersonic cases. At low speed, it is well known that the separated flow experiences large unsteadiness at very low frequency (also called “flapping” motions). It can be observed in Figs. 10 and 12 that such a behavior is also present in our case: the instantaneous fields of Γ_1 present differences

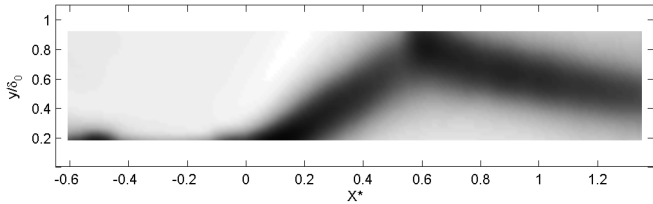


Fig. 11 Map of equiprobability of structures presence, $\theta = 8$ deg.

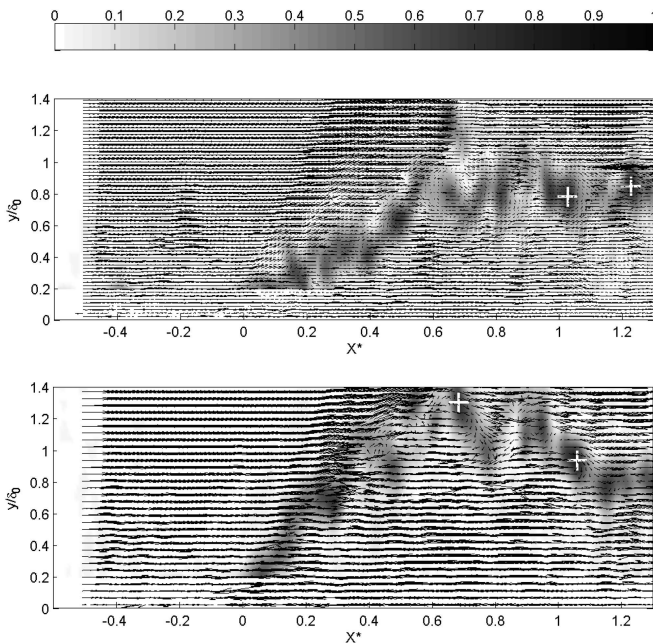


Fig. 12 Vector field and Γ_1 vortex detector superimposed, $\theta = 9.5$ deg (white crosses: detected vortices).

of large vertical motions, at least on the order of one-half boundary-layer thickness.

As these PIV measurements are not resolved in time, it is not possible to define a time scale for these oscillations of the mixing layer zone. For this reason, we have attempted to correlate these movements to the reflected shock motions. The instantaneous reflected shock positions have been estimated at a point near the edge of the layer. In this region, the upstream and downstream fluctuations of the normal velocity v are negligible with respect to the step of velocity across the shock. Therefore, it is possible to localize the front of the shock at the beginning of the rapid increase of the normal velocity. Simultaneously, the thickness of the recirculating zone has been characterized with the elevation of the region of convected vortices. It has been estimated from the map of the Γ_1 detector and chosen as the highest position of the vortices which are developing in the initial mixing layer, just before they are shed into the downstream flow.

We determined from our PIV measurements the correlation between the instantaneous position of the shock and the thickness of the recirculating zone for a set of 200 realizations. Their repartition is shown in Fig. 13, where both quantities have been centered and normalized to their rms value. A significant link emerges: the associated correlation coefficient is about -0.5 . When the recirculating bubble is dilating, the reflected shock moves upstream, and when the bubble is contracting, the shock moves downstream.

Moreover, statistical links between the reflected shock and the recirculating bubble have already been observed with unsteady wall pressure measurements. For example, we report in Fig. 14 the coherence functions measured with several Kulite sensors in the 9.5 deg case. The reference probe is localized at the median position of the foot of the reflected shock, when the other probes are placed in the second half of the separating bubble. A strong coherence exists between both regions ($\text{Coh} \approx 0.85$) in the range of the shock oscillations frequencies (around 150 Hz), which is consistent with the links observed by PIV.

Other authors [10,23] have already proposed a very similar scheme in compression ramp flows from unsteady wall pressure measurements.

IV. Conclusions

The results presented in this paper give an overview of an incident shock-wave-induced separation for different shock intensities. The velocity fields are obtained by PIV. The accuracy of the measurements is validated in the upstream boundary layer by comparison with LDA measurements. The mean and the instantaneous fields give a global picture of the spatial organization of the interaction: the reflected shock is unsteady and large

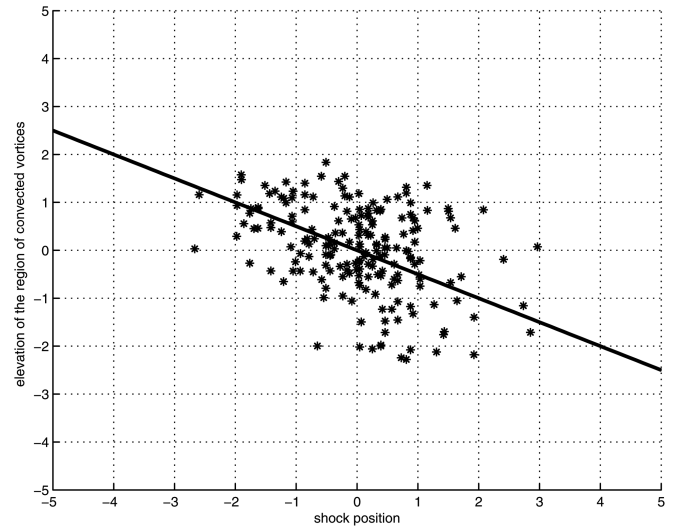


Fig. 13 Statistical link between the reflected shock motion and the flapping of the mixing layer in the recirculation zone.

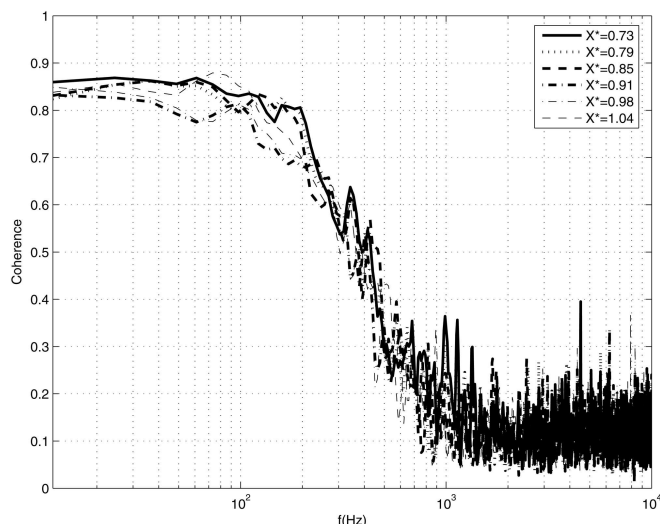


Fig. 14 Coherence function between wall pressure signals recorded in the vicinity of the reflected shock and near the reattachment region, $\theta = 9, 5$ deg, from [6,11].

convective scales develop in the mixing layer formed from the separation line. The wavelength of these structures is about $0.2\text{--}0.4L$. It seems that larger shock intensities produce more complicated velocity fields, for which a clear identification of convected eddies becomes more difficult. A new result is the evidence of large amplitude vertical movements of this region, identified as flapping, which have a significant correlation with the reflected shock movements. Such a scheme was already proposed in other works in the case of compression ramp flows. This confirms that the low-frequency unsteady behavior of shock-induced-separated flows (compression ramps, incident shock waves, blunt fins, etc.) present some important common features. The physical basis of this large unsteadiness of the recirculating bubble is still an important open question for shock-induced-separated flows, as well as for subsonic detached flows. It is now necessary to improve the different eduction schemes used (vortex detector and instantaneous shock front) to automate their detection for processing the entire data set available (10^4 fields). This will help clarify the coupling between the shock oscillations with the downstream recirculating zone, and possibly with the upstream boundary layer.

Acknowledgments

Part of this work was carried out with the support of the Research Pole ONERA/Centre National d'Etudes Spatiales *Aérodynamique des Tuyères et Arrière-Corps* and of the European Strategic Research European Program Unsteady Effects in Shock Wave Induced Separation. Their support is gratefully acknowledged. The author, A. Sidorenko, was supported by the European Program International Association for the promotion of cooperation with scientists from the New Independent States of the former Soviet Union for his stay at Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels. Comments of J. P. Dussauge are also gratefully acknowledged.

References

- [1] Delery, J., and Marvin, J. G., "Shock Wave-Boundary Layer Interactions," NATO, AGARDograph No. 280, 1986.
- [2] Smits, A. J., and Dussauge, J. P., *Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow*, 2nd ed., AIP Press, Springer, New York, 1996.
- [3] Dolling, D. S., "Fifty Years of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Research: What Next," *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 8, 2001, pp. 1517–1531.
- [4] Lee, B. H. K., "Self Sustained Oscillations on Airfoils at Transonic Speeds," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 37, Feb. 2001, pp. 147–196.
doi:10.1016/S0376-0421(01)00003-3
- [5] Dupont, P., Haddad, C., Ardisson, J. P., and Debiève, J. F., "Space and Time Organization of a Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction," *Aerospace Science and Technology*, Vol. 9, No. 7, 2005, pp. 561–572.
doi:10.1016/j.ast.2004.12.009
- [6] Haddad, C., "Instationnarités, Mouvements d'onde de Choc et Tourbillons à Grande Échelle dans une Interaction onde de Choc/Couche Limite avec Décollement," Ph.D. Thesis, Univ. de Provence Aix-Marseille I, Marseille, France, 2005.
- [7] Ganapathisubramani, B., Clemens, N. T., and Dolling, D. S., "Planar Imaging Measurements to Study the Effect of Spanwise Structure of Upstream Turbulent Boundary Layer on Shock Induced Separation," *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2006-324, 2006.
- [8] Beresh, S. J., Clemens, N. T., and Dolling, D. S., "Relationship Between Upstream Turbulent Boundary Layer Velocity Fluctuations and Separation Shock Unsteadiness," *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 12, 2002, pp. 2412–2422.
- [9] Andreopoulos, J., and Muck K. C., "Some New Aspects of the Shock Wave-Boundary Layer Interaction in Compression Ramp Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 180, July 1987, pp. 405–428.
doi:10.1017/S0022112087001873
- [10] Thomas, F. O., Putman, C. M., and Chu, H. C., "On the Mechanism of Unsteady Shock Oscillation in Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction," *Experiments in Fluids*, Vol. 18, Dec. 1994, pp. 69–81.
doi:10.1007/BF00209362
- [11] Dupont, P., Haddad, C., and Debiève, J. F., "Space and Time Organization in a Shock Induced Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 559, July 2006, pp. 255–277.
doi:10.1017/S0022112006000267
- [12] Dussauge, J. P., Dupont, P., and Debiève, J. F., "Unsteadiness in Shock Wave Boundary Layer Interactions with Separation," *Aerospace Science and Technology*, Vol. 10, March 2006, pp. 85–91.
doi:10.1016/j.ast.2005.09.006
- [13] Robinet, J. C., "Bifurcations in Shock Wave/Laminar Boundary Layer Interaction: Global Instability Approach," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 579, May 2007, pp. 85–112.
doi:10.1017/S0022112007000595
- [14] Garnier, E., and Sagaut, P., "Large Eddy Simulation of Shock/Boundary Layer Interaction," *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 10, 2002, pp. 1935–1944.
- [15] Pirozzoli, S., and Grasso, F., "Direct Numerical Simulation of Impinging Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction at $M = 2.25$," *Physics of Fluids*, Vol. 18, No. 6, June 2006, p. 065113.
doi:10.1063/1.2216989
- [16] Wu, M., and Martin, P., "Direct Numerical Simulation of Supersonic Turbulent Boundary Layer over a Compression Ramp," *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 4, 2007, pp. 879–889.
doi:10.2514/1.27021
- [17] Deleuze, J., and Elena, M., "Some Turbulence Characteristics Downstream a Shock Wave-Boundary Layer Interaction," *Proceedings of the 6th European Turbulence Conference*, Kluwer Academic, Norwell, MA, July 1996, pp. 433–436.
- [18] Elena, M., Tedeschi, G., and Gouin, H., "Motion of Tracer Particles in Supersonic Flows," *Experiments in Fluids*, Vol. 26, No. 4, 1999, pp. 288–296.
doi:10.1007/s003480050291
- [19] Laurent, H., "Turbulence dune Interaction onde de Choc-Couche Limite sur Paroi Plane Adiabatique ou Chauffée," 3ème cycle Thesis, Univ. de Aix-Marseille II, Marseille, France, 1996.
- [20] Benkemoun, L., and Salaun, M., "Développement d'une Couche Limite Turbulente Supersonique sur une Paroi Chauffée. Propriétés du Champ Turbulent et Exploitation Théorique," ONERA Rept. n74/7078, 1988.
- [21] Kiya, M., and Sasaki, K., "Structure of a Turbulent Separation Bubble," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 137, Dec. 1983, pp. 83–113.
doi:10.1017/S002211208300230X
- [22] Graftieaux, L., Michard, M., and Grosjean, N., "Combining PIV, POD and Vortex Identification Algorithms for the Study of Unsteady Turbulent Swirling Flows," *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, No. 9, 2001, pp. 1422–1429.
doi:10.1088/0957-0233/12/9/307
- [23] Gramann, R. A., and Dolling, D. S., "Dynamics of Separation and Reattachment in a Mach 5 Unsweped Compression Ramp Flow," *AIAA 28th Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 90-0380, 1990.

B. ARTICLES PUBLIÉS OU SOUMIS

A simple model for low frequency unsteadiness in shock induced separation

Journal:	<i>Journal of Fluid Mechanics</i>
Manuscript ID:	JFM-08-S-0410.R2
mss type:	Standard
Date Submitted by the Author:	
Complete List of Authors:	Piponnier, Sebastien; Université de Provence, IUSTI Dussauge, Jean-Paul; CNRS, IUSTI Debiève, Jean François; CNRS, IUSTI Dupont, Pierre; CNRS, IUSTI
Keyword:	Boundary layers < Compressible Flows, Separation < Boundary Layers, Shock waves < Compressible Flows

A simple model for low frequency unsteadiness in shock induced separation

S. PIPONNIAU, J. P. DUSSAUGE, J. F. DEBIÈVE,
AND P. DUPONT

Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels
Université de Provence and UMR CNRS 6595, Marseille 13013, France

(Received ?? and in revised form ??)

A model to explain the low frequency unsteadiness found in shock induced separation is proposed for cases where the flow is reattaching downstream. It is based on the properties of fluid entrainment in the mixing layer generated downstream of the separation shock whose low frequency motions are related to successive contractions and dilatations of the separated bubble. The main aerodynamic parameters on which the process depends are presented. This model is consistent with experimental observations obtained by PIV in a Mach 2.3 oblique shock wave / turbulent boundary layer interaction, as well as with several different configurations reported in the literature for Mach numbers ranging from 0 to 5.

1. Introduction

In many aeronautical applications, parameters of critical importance are imposed by unsteady conditions that can occur during flight, rather than steady conditions. Although these events are rare or do not contribute much to the local average energy, they can correspond to high local stress, which can affect the whole behavior of the system. In supersonic flows, an important case occurs when unsteadiness involves shock waves producing locally large pressure fluctuations. They may act as strong aerodynamic loads and are felt along the whole flow downstream of the shock wave. This occurs in shock induced separation, where low frequency unsteadiness is produced. The separated region and the shock wave system that develops upstream of the separation line oscillate at low frequency, at least two orders of magnitude lower than the energetic scales present in the upstream boundary layer. For decades, the interaction with an incident shock and the compression ramp have been the two most documented cases (see Delery & Marvin (1986)). A recent review of the main properties of these flows can be found in Dolling (2001). The origin of these low frequencies is not totally understood and several models have been suggested to explain their development. A major problem is to separate the low frequency shock motions, which appear when the flow is separating, from the motions related to unsteady conditions of the upstream boundary layer. This type of unsteadiness is typically based on upstream energetic scales and generate some corrugations of the shock wave, Debiève & Lacharme (1985); Wu & Miles (2001); Garnier & Sagaut (2002). The associated frequency scales differ by two orders of magnitude from the low frequencies of the shock motions.

If pioneer works have been essentially experimental, modern numerical simulations have proved effective in simulating such flows (Garnier & Sagaut (2002)), but the time-integration was too short to allow capture of the low frequency unsteadiness revealed by

the experiments. Recently, significant improvements in the description of this low frequency unsteadiness have been obtained, both from experimental works (Dupont *et al.* (2006); Ganapathisubramani *et al.* (2007b); Dupont *et al.* (2008); Souverein *et al.* (2008)) and from numerical studies (Wu & Martin (2007); de Martel *et al.* (2007); Wu & Martin (2008); Toubert & Sandham (2008)). These results confirm that, in the shock wave boundary layer interactions under consideration (compression ramp or impinging shock wave), low frequency movements of the separated region and motions of the shock wave formed upstream are observed. Nevertheless, there are still some discrepancies in the analysis of the results. Some authors found that the low frequency shock motions are related to unsteady aspects of the upstream boundary layer (Beresh *et al.* (2002)). They invoke the large streamwise vortices formed in the upstream boundary layer, with a very large longitudinal lengthscale. Such large scales have been observed both experimentally (Ganapathisubramani *et al.* (2006)) and numerically (Ringuette *et al.* (2008)) and seem to be similar to the superstructures observed in subsonic turbulent boundary layer (Kim & Adrian (1999); Adrian *et al.* (2000)). These superstructures can have a length of up to 30δ and could be a source of very low frequency unsteadiness, in the range of frequency of the shock oscillations for some cases. Therefore, several attempts to correlate their dynamics with the shock unsteadiness and the separated bubble behavior have been carried out. However, the results obtained appear to be contradictory. Ganapathisubramani *et al.* (2007a,b), using conditional analysis of their experimental observations, obtained evidence of strong links between upstream large scales and unsteadiness in the interaction in the case of a Mach 2 compression ramp flow. On the other hand, Dupont *et al.* (2006, 2008) (in a Mach 2.3 incident shock wave interaction), and Wu & Martin (2008) (in a Mach 2.9 compression ramp from DNS results) claimed that such a link was not significant in their results. For many years, several experimental works (Thomas *et al.* (1994); Erengil & Dolling (1991b); Dupont *et al.* (2006, 2008) and more recently some numerical simulations, LES as well as DNS (Pirozzoli & Grasso (2006); Wu & Martin (2008); Toubert & Sandham (2008)), have shown that the dynamics of the separated bubble has to be related to the shock movements, but without any certainty as to the source of the unsteadiness: do the shock movements influence the instantaneous position of the separated region through some upstream perturbations, or does the unsteadiness of the separated bubble impose the large motions of the shock? Phase relations between shock movements and separated bubble have been measured in experiments with compression ramps (Thomas *et al.* (1994); Erengil & Dolling (1991b)) and with in incident shock wave configurations (Dupont *et al.* (2006); Debiève & Dupont (2007)). The main result is the evidence that, at low frequency, pressure fluctuations at the foot of the shock and inside the separated bubble are out of phase. Negative lag times were obtained, but no clear convection process could be determined. Recently, Wu & Martin (2008) suggested that shock motions could be related to "some feedback loop between the separation bubble, the separated shear layer and the separation bubble". Finally, Dupont *et al.* (2006) have measured the characteristic frequency of shock motions in the case of a Mach 2.3 oblique shock wave for several angles of flow deflection ($7^\circ < \theta < 9.5^\circ$). Using a scaling derived from subsonic separated flows, initially proposed in Erengil & Dolling (1991b), they found that, for the same upstream turbulent boundary layer, the shock frequency is directly related to the intensity of the interaction. They obtained a typical dimensionless frequency, or Strouhal number, based on the length of interaction L and on the velocity outside the separated bubble ($S_L = \frac{fL}{U_1}$) of about 0.03. These results suggest that the upstream perturbations cannot explain the time scale of the shock movements. Moreover, Dussauge *et al.* (2006) have shown that this value of 0.03 gives a correct estimate of frequency in many cases, despite some scatter, and with a limited effect with regard to

the Mach number, excepted for the Thomas' experiments (a compression ramp at Mach number 1.5). Thus, if the separated bubble is considered as a plausible source of shock unsteadiness, we have to consider the different time scales associated with its dynamics. Dupont *et al.* (2006) compared the longitudinal evolution of the wall pressure PSD in an incident shock wave interaction as well as in a compression ramp interaction, with subsonic separated flows. They found similar spatial organizations, with the development of large structures in the first half of the bubble, which are shed into the downstream flow. Nevertheless, the characteristic frequencies cannot be directly compared and the compressibility effects associated with the mixing layer have to be taken into account in order to relate the behaviour of subsonic separated bubbles to that of supersonic separated bubbles. These authors have also observed very low frequencies in the separated bubble, in the same range as for the shock motions, superimposed on fluctuations related to the large scales of the mixing layer. They have been associated to some large amplitude oscillations of the bubble, or flapping motions of the mixing layer (Dupont *et al.* (2008)) as observed in subsonic separated flows. These bubble oscillations of large amplitude are correlated with the large longitudinal motions of the reflected shock. But, an important difference between subsonic and supersonic characteristic frequency scale for the flapping motions is obtained. We just mentioned that a typical value of $S_L \simeq 0.03$ can describe qualitatively the shock motions in several experiments as well as in recent simulations (Wu & Martin (2008); Toubert & Sandham (2008)), whatever the geometry of the interaction. Nevertheless, a typical value of 0.12 is associated with the flapping of separated bubbles (Kiya & Sasaki (1983); Cherry *et al.* (1984)): therefore there is at least a factor 4 between the two cases which is at present not understood. In this paper, we will propose to explain this fact through a simple analysis leading to define the main parametric dependence of this phenomenon, independently of the geometric conditions (compression corner, incident shock wave....) if the flow reattaches downstream. The model will be presented in part 2, then compared in part 3.1 with the experimental results obtained in a Mach 2.3 oblique shock wave / turbulent boundary layer interaction installed at IUSTI. Finally, the parametric dependence will be checked vs. the data available in the literature in section 3.2.

2. Time scale of a separated bubble

2.1. Aerodynamic scheme

We propose here a simple analysis based on a global mass budget in the separated region. The aim is to build a scheme that can explain the breathing of the separated bubble occurring when a turbulent boundary layer separates under the effect of an adverse pressure gradient. We will not, at this point, discuss how this gradient is generated (deceleration, shock wave interaction, or other). Nor will we consider the presence of a shock upstream of the bubble. We will concentrate on the bubble itself. The separated zone is supposed to be of finite extent, with a spatial behavior as summarized in figure 1. In the first part of the bubble, that is from the separation line, eddies are formed in the mixing layer zone and grow as it moves downstream. In a quasi steady view, it may be assumed that fluid from the separated zone is entrained by the mixing layer. After some distance, these eddies are shed into the downstream flow, bringing with them their mass, momentum and vorticity outside the separated region. This generates, in the recirculating region, a default of mass that increases over time. Therefore, when the flow reattaches downstream, the mass amount inside the bubble decreases, and the steady separated situation cannot be maintained.

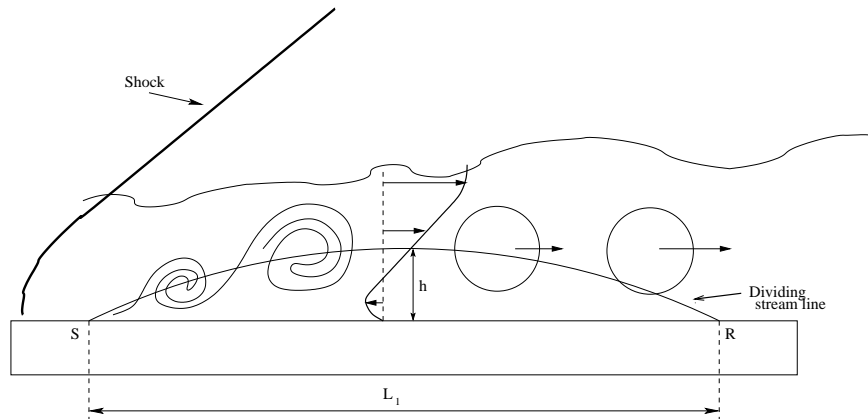


FIGURE 1. Sketch of the flow downstream the reflected shock.

Consequently, there should be some flapping of the bubble which would let an air flux in the reverse direction occur with a time scale of T . The time scale required to entrain a significant amount of mass from the separated bubble obviously takes the form: $T = \text{mass in the reverse flow} / \text{rate of mass entrainment}$. After a time of the order of T , there is a significant deficit of mass in the separation and a necessity to insure a new amount of reverse flow from the downstream region, thus allowing the process to be repeated. We propose that the resulting large movements of the bubble are at the origin of the large amplitude shock motions. A similar scheme has already been proposed in both subsonic and supersonic cases (Cherry *et al.* (1984); Wu & Martin (2008); Dandois *et al.* (2007): here we propose to formalize it with simple hypotheses based on the dynamics of the equilibrium mixing layer. We will show that, in shock induced separated flows, high convective Mach numbers can easily be produced and that this mechanism becomes highly sensitive to compressibility effects. Therefore, the model will be developed in as general a form as possible, taking into account possible density effects, with characteristic Mach numbers ranging from 0 to supersonic values.

2.2. Dimensional background

The spatial arrangement of a shock induced separation can be sketched as in figure 1. This sketch corresponds to the incident oblique shock case (the incident shock wave and its reflection as an expansion are omitted). In the compression ramp case, the reattachment occurs generally downstream of the corner, nevertheless, the basic organization of the flow is similar to the sketch.

The basis of the model is to consider that the shed vortices bring with them a certain amount of mass that has to be re-injected in the bubble in order to maintain a mean separated region. The vortices are generated in the mixing layer that is formed downstream the separated shock (from line S), and the entrainment by the mixing layer produces a loss of mass in the recirculated zone. The high velocity side of the layer is continuously fed and therefore is not affected by the mass ejection. On the low velocity side, as the flow is reattaching, there is no source of mass to replace the amount of flow that is entrained by the mixing layer. Therefore, estimation of the time required to drain the initial bubble will be deduced from the entrainment rate of the low velocity side of the mixing layer. In this work, we are looking at the order of magnitude of the time scale of the spreading of the bubble and the aerodynamic parameters that control it. Thus, several simplifying approximations are made, based on the classical properties of the plane mixing layer with

variable density and/or compressibility effects. As the aim is to relate the mass swept along the mixing layer to the mass initially present in the mean recirculating bubble, we first evaluate this quantity, noted M_b . If we approximate the bubble by a triangle of length L_1 and of height h (see figure 1), with an average density of ρ_m , then we have by unit span:

$$M_b = \frac{1}{2} \rho_m L_1 h \quad (2.1)$$

Here, h characterizes the height of the bubble. We will therefore define h as the maximum elevation of the dividing line defined as the set of points $\{y_j(x)\}$ where $\int_0^{y_j(x)} \rho u dy = 0$. In subsonic separated flows (Cherry *et al.* (1984)) as well as in shock induced separated flows (Dupont *et al.* (2006)), the shedding of large structures that develop in the mixing layer occurs near of the middle of bubble, i.e. near $x = L_1/2$. Then, we can estimate the mass flux by unit span in the low velocity part of the mixing layer by:

$$M_{ej} = \int_{\delta_2(x=L_1/2)}^{y_0(x=L_1/2)} \rho u dy \quad (2.2)$$

where $\delta_2(x)$ is the edge of the mixing layer on the low velocity side and $y_0(x)$ the center line of the mixing layer. Moreover, M_{ej} involves only the low velocity side of the mixing layer: in this region, the local Mach number is expected to be rather of limited value and, in a first approximation, the density will be considered constant in this region and equal to the average density ρ_m . Thus, the characteristic time needed to entrain the initial mass is given by:

$$T = \frac{M_b}{M_{ej}} = \frac{\frac{1}{2} L_1 h}{\int_{\delta_2(x=L_1/2)}^{y_0(x=L_1/2)} u dy} \quad (2.3)$$

It is obvious that the integral in the relation 2.3 can be related to the local thickness of the mixing layer (δ_ω) and to the shape of the velocity profile which is dependent on the external velocity at the high velocity side u_1 and the velocity defect ΔU across the mixing layer zone. Then, characteristic frequency of the bubble can be estimated as:

$$\begin{aligned} f = T^{-1} &\propto \frac{\delta_\omega(x=L_1/2) \xi(u_1, \Delta U)}{\frac{1}{2} L_1 h} \\ &\propto \delta'_\omega h^{-1} \xi(u_1, \Delta U) \end{aligned}$$

where the ratio $\frac{\delta_\omega(x=L_1/2)}{\frac{1}{2} L_1}$ is used as the local estimate of the spreading rate of the mixing layer $\delta'_\omega = \frac{\delta_\omega(x)}{x}$. Thus, the model leads to the definition of the characteristic Strouhal number of the breathing of the bubble due to mass entrainment inside the mixing layer region, based on the characteristic frequency $f = T^{-1}$ such as:

$$S_h = \frac{f h}{u_1} = \delta'_\omega \zeta(u_1, \Delta U) \quad (2.4)$$

The relation 2.4 shows that the characteristic frequency of flapping must be related to the spreading rate of the mixing layer. This quantity is known to depend on the external velocity and density ratio across the mixing layer: respectively $r = \frac{u_2}{u_1}$ and $s = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ (Brown & Roshko (1974)). Moreover, Papamoschou & Roshko (1988) have shown that the spreading rate of the mixing layer is strongly dependent on compressibility effects and they proposed the following expression:

$$\delta'_\omega = \frac{\delta'_{ref} (1-r)(1+\sqrt{s})}{2(1+r\sqrt{s})} \Phi(M_c)$$

where $\delta'_{ref} \simeq 0.16$ is the spreading rate for subsonic half jet (see Browand & Troutt (1985)) and M_c is the isentropic convective Mach number, defined by:

$$M_c = \frac{\Delta U}{a_1 + a_2}$$

where a_i denotes the sound velocity. This leads to the final expression:

$$S_h = \frac{fh}{u_1} = \Phi(M_c)g(r, s) \quad (2.5)$$

where $\Phi(M_c)$ is the normalized spreading rate and g is a function to be specified. Unfortunately, the quantity h is often not accessible in the literature, and the authors generally give only the length of separation of the bubble (L_1) or the length of interaction (L). Therefore, we have to introduce another Strouhal numbers based on these length scales:

$$S_l = \frac{fl}{u_1} = \Phi(M_c)g(r, s)\frac{l}{h} \quad (2.6)$$

where l can be chosen as the separation length L_1 or the interaction length L . If the separation length is retained, $\frac{L_1}{h}$ can be considered as the aspect ratio of the separated region. Unfortunately, this quantity is not well documented in the literature: in most of experimental works, only the length of interaction is available. In this case, the ratio $\frac{L}{h}$ will be considered as a crude approximation of the real aspect ratio of the bubble. Thus, for a given L/h , similar influences of the Mach number can be expected for S_L and for S_h as will be shown in part 3.

The main result derived from relation 2.5 is the direct influence of the convective Mach number of the mixing layer through the function $\Phi(M_c)$. It is well known that this function is strongly Mach number dependent, see figure 2. This implies a substantial decrease in the Strouhal number S_L for convective Mach numbers up to 0.8. For higher convective Mach numbers, the function $\Phi(M_c)$ reaches a saturation level (about 0.2) which shows that constant value of S_L can be expected in this case. This could explain the large difference between the subsonic time scale ($S_L \simeq 0.12$, Kiya & Sasaki (1983)) and the supersonic values when $M \geq 2$ ($S_L \simeq 0.03$). Effectively, in shock induced separated flows, an external Mach number larger than 2 leads to isentropic convective Mach number of the order of 1. For such high values, we have $\Phi(M_c = 1) \simeq 0.25$, which corresponds to the range of variation observed for the Strouhal number of the bubble breathing between subsonic and supersonic cases.

Relation 2.5 shows that the velocity and density ratios across the mixing layer must also be taken into account. In order to evaluate their influence and compare it with the drastic effects of the convective Mach number, we will now seek to evaluate the function $g(r, s)$ from classical similarity properties of the plane mixing layer. Therefore, a reasonable estimate of the integral of the relation 2.3 has to be obtained.

We will assume that self similar velocity profiles describe the initial development of the mixing layer. Strictly speaking, an integration of velocity along the normal of the mixing layer axis should be performed. As the mean mixing layer makes an angle α with the wall, this can make a difference by a factor $\cos\alpha$. In the present analysis, where we are looking for parametric dependences, such a refinement is ignored. As we want to

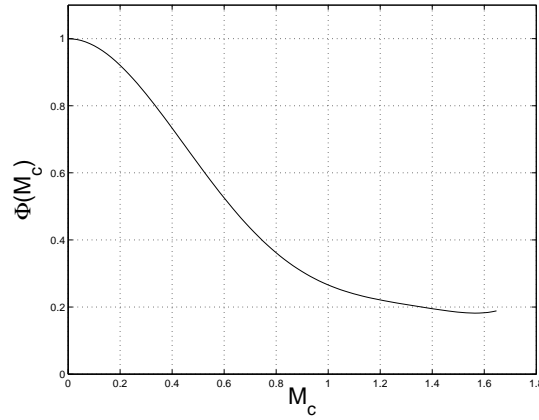


FIGURE 2. Normalized spreading rate as a function on the convective Mach number, adapted from Smits & Dussauge (2006).

estimate integral quantities in the final section of development of the mixing layer, such assumptions are not expected to be so restrictive. We consider the similarity variable η defined as:

$$\eta = \frac{y - y_0(x)}{\delta_\omega(x)}$$

Here, $\delta_\omega(x) = \delta_1(x) - \delta_2(x)$ is the local mixing layer thickness, the indices 1 and 2 refer respectively to the high and low velocity side of the mixing layer and $\delta_i(x)$ corresponds to the boundaries of the mixing layer on the high and low velocity side. Thus, the velocity profiles are approximated by the similarity relation:

$$\frac{u - u_2(x)}{\Delta u} = F(\eta)$$

Therefore, expressed with the similarity variable η , the mixing layer profile extends from $\eta = -1/2$ to $\eta = 1/2$.

$$T = \frac{M_b}{M_{ej}} \simeq \frac{\frac{1}{2} L_1 h}{\delta_\omega(x = L_1/2) \int_{-1/2}^0 u d\eta}$$

Using the similarity relations in the previous definitions, we can rewrite relation 2.3 as:

$$f = u_1 h^{-1} \delta'_\omega \left\{ (1-r)C + \frac{r}{2} \right\}$$

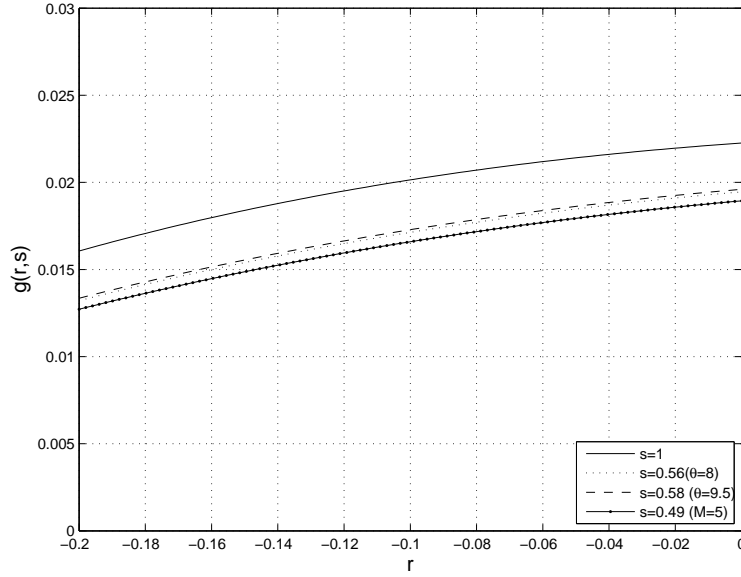
where $C = \int_{-1/2}^0 F(\eta) d\eta$.

Finally, identifying the previous relation and the relation 2.5, we obtain:

$$g(r, s) = \frac{\delta'_{ref}}{2} \frac{(1-r)(1+\sqrt{s})}{(1+r\sqrt{s})} \left\{ (1-r)C + \frac{r}{2} \right\} \quad (2.7)$$

To estimate the function g , it is necessary to specify the constant C . As a matter of fact, this integral quantity will depend slightly on the exact form of the velocity profile. In order to obtain a reasonable estimate, we can choose the similarity function $F(\eta)$ such as:

$$F(\eta) = \frac{1}{2} \{1 + \text{erf}(\sqrt{\pi}\eta)\}$$

FIGURE 3. g function for different density ratios.

where $erf(\eta)$ is the error function. In this case, $C \simeq 0.14$.

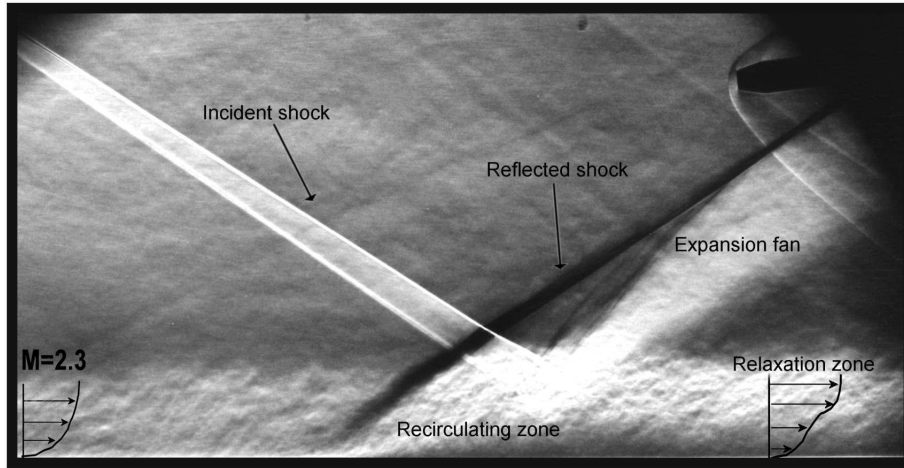
To illustrate the influence of the velocity and density ratio, 3 plots the function $g(r, s)$ for typical domains of reverse flows and density ratios that can be expected in adiabatic conditions. The four cases under consideration correspond to the $M=2.3$ incident shock interaction of the IUSTI experiment for flow deviations of 8° and 9.5° (see next section), to a Mach 5 compression ramp (Erengil & Dolling (1991b)) and to a subsonic separated flow ($s = 1$). The exact values of r and s are quite difficult to estimate as the mixing layer boundaries can be only poorly defined. In order to obtain an estimate of these quantities in several cases, we chose to use the extreme values on both sides of the mixing layer. Therefore, u_1 and ρ_1 were set to the velocity and density values downstream the separated shock outside the shear layer and u_2 and ρ_2 respectively to the maximum intensity of the reverse flow and the density at the wall. As shown in figure 3, the effects of the intensity of the reverse flow were rather limited, typically less than 30%. The density effect in the range of Mach numbers considered here was of the same order as the effect of the intensity of the reverse flow, and so was rather limited, compared with the reduction due to the convective Mach number.

3. Comparison with experimental observations

3.1. The reflection case of IUSTI at $M=2.3$

3.1.1. Experimental set up

The model presented in the previous section was compared to experimental results obtained in a Mach 2.3 oblique shock wave/ turbulent boundary layer interaction. The flow has been already extensively documented (Dupont *et al.* (2005); Dussauge *et al.* (2006); Dupont *et al.* (2006, 2008)). The incoming boundary layer is turbulent fully developed. The main aerodynamic parameters are listed in table 1, where the thickness δ_0 was based on 99% of the external velocity U_∞ , δ^* is the displacement thickness, δ_2

FIGURE 4. Spark Schlieren visualization of the interaction ($\theta = 8^\circ$).

M	Re_{δ_2}	U_∞	δ_0	δ_2	δ^*	H
2.28	5.1×10^3	550 m s^{-1}	11mm	0.96mm	3.4mm	3.53

TABLE 1. Characteristics of the incoming turbulent boundary layer

is the momentum thickness and H the shape factor. A short time exposure Schlieren of the interaction is presented in figure 4.

The origin of the longitudinal coordinate x was fixed at the mean position (X_0) of the unsteady reflected shock. This position was derived from unsteady wall pressure measurements (Dupont *et al.* (2006)). It was normalized by the length of interaction L defined as the distance between X_0 and the extrapolation down to the wall of the incident shock. The size of the interaction was of 46mm and 71mm respectively for the 8° and the 9.5° cases. The dimensionless longitudinal coordinate $X^* = \frac{x-X_0}{L}$ was used to present the experimental results.

Velocity fields were obtained with PIV measurements. The PIV investigation was made using a Dantec Dynamics system. The light sheets were generated by a double pulse Nd:Yag laser New wave Solo II, which delivered 30 mJ per pulse, separated in time by $1\mu\text{s}$, and the particle images were recorded by Flowsense cameras (1600x1200). Measurements were made in vertical planes, along the longitudinal axis of the wind tunnel, in order to characterize the velocity fields along the interaction. Because of the presence of the shock generator on the ceiling, some optical arrangements were necessary to illuminate the test section: a prism was placed into the diffuser to allow the laser sheet to propagate back to the measurement area. In order to perform conditional analysis of the velocity fields and to highlight the unsteady breathing of the bubble and its connection with the unsteady shock motions, sets of 5000 digital images were acquired. In the case of the 9.5° deflection, where the interaction grows significantly, two cameras were lined up next to each other in longitudinal direction to provide a wide field of view. The two pictures recorded by each camera are overlapped by about 10%. A calibration grid was recorded, and the spatial correlation function between pictures gave spatial correspondences between both fields; a global panoramic picture was then created, covering an

area of approximately $180 \times 20 \text{ mm}^2$ ($\simeq 16\delta_0 \times 2\delta_0$). Incense smoke was used as seeding particles. The particles were injected from the wall upstream of the sonic section on the wind tunnel axis. As the wind tunnel stagnation pressure was less than atmospheric, the particles were naturally entrained into the flow. The time constant of the particles was estimated using PIV measurements of the mean velocity across the incident reflected shock outside the boundary layer. A time constant of $4.55 \mu\text{s}$ was deduced corresponding to diameters of $0.5 \mu\text{m}$ (see Elena *et al.* (1999)). Samimy & Lele (1991) suggested that the particles accurately followed the velocity fluctuations in a turbulent mixing layer if the Stokes number $St = \tau_p/\tau_f$ with $\tau_f = \frac{\delta}{U_\infty}$ and τ_p the time response of the particles was less than about 0.5. In our experiments, the Stokes number is 0.23. This low value showed that the particles were able to follow the large scale velocity fluctuations in the interaction (recirculation, mixing layer, ...). However, the shock still gave a drag of the particles. In our analysis, our intention was not to measure the absolute position of the shock, but only the evolution of its position between several cases (see 3.1.4). So it can be assumed that the seeding we are using was adapted to this study.

The images were processed using the Dantec software Flowmanager 4.71. For the wide field of view measurements, the calibration factor of the pictures was 17 px/mm. The intercorrelation was carried out recursively from a cell of size 128×64 to a final cell size of 32 pixels horizontally by 16 pixels vertically with a Gaussian weighting window applied to the interrogation cell. Therefore, the final effective cell size is 16×8 pixels; this led to a PIV resolution of $1 \times 0.5 \text{ mm}^2$. An overlap of 75% between cells provided a field of 390×80 vectors.

3.1.2. Mean velocity fields

The global organization of the interaction was illustrated for the $\theta=9.5^\circ$ case by maps of mean normal velocity and standard deviation of the normal velocity components (see figures 5). The mean dividing streamline was also reported on the maps.

The reflected shock was unsteady. This was clearly highlighted on the maps of the normal velocity standard deviation down to $y/\delta \simeq 0.5$. Just downstream of the foot of the shock, a high turbulent intensity region could be observed and associated with the development of the mixing layer. Its thickness was increasing continuously, up to $X^* \simeq 0.5 - 0.6$, where it reached a maximum level and its downstream evolution was nearly parallel to the wall for large distances downstream of the interaction. The region where the mixing layer reached its maximum thickness was shown to correspond to the region where large vortices that are shed downstream are created, as in subsonic separated flows, see Dupont *et al.* (2008). The model proposed in the previous section suggests that the mixing layer entrainment should control the low frequency breathing of the separating region. To validate this hypothesis, conditional analyses of the instantaneous fields obtained by PIV were carried out.

3.1.3. Conditional velocity fields

Conditional analysis was applied to PIV velocity fields based on the instantaneous vertical extent of the recirculating region. The instantaneous dividing streamline was derived, and the unsteady recirculating bubble characteristics were sorted, from the instantaneous elevation of the bubble defined as $y_{i,max} = \max(y_j(x))$, where the instantaneous dividing line $y_j(x)$ was defined as in section 2.2. As already mentioned, the region of the flow where the dividing streamline was estimated was a region of limited Mach number. Therefore, the density variations will be set aside and the line will be approximated by: $\int_0^{y_j(x)} u dy = 0$. These results were checked for their consistency with the determina-

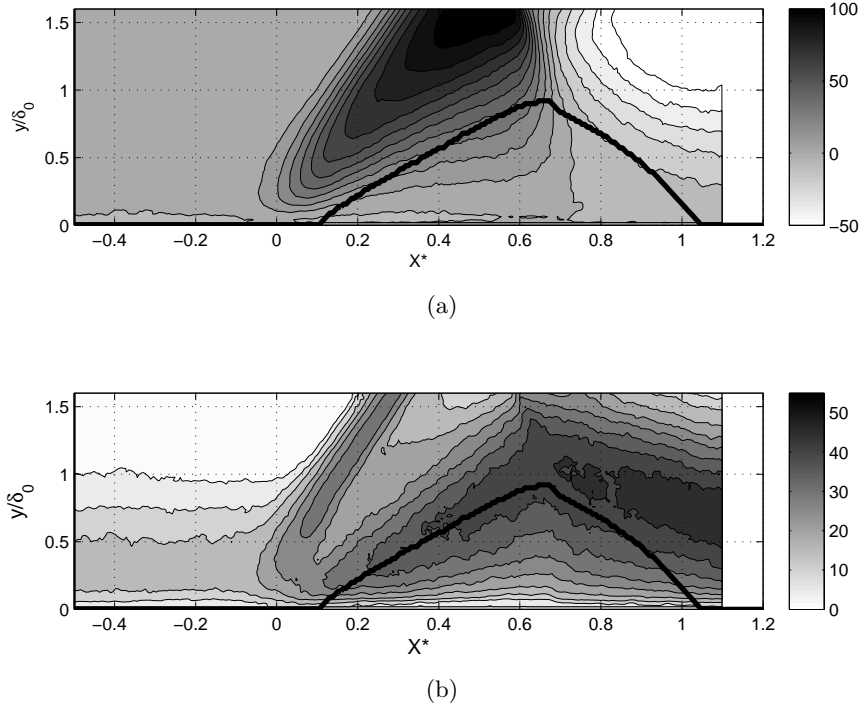


FIGURE 5. Mean (a) and rms (b) maps of the normal velocity in the interaction (ms^{-1}). The black line is the mean dividing stream line. ($\theta = 9.5^\circ$)

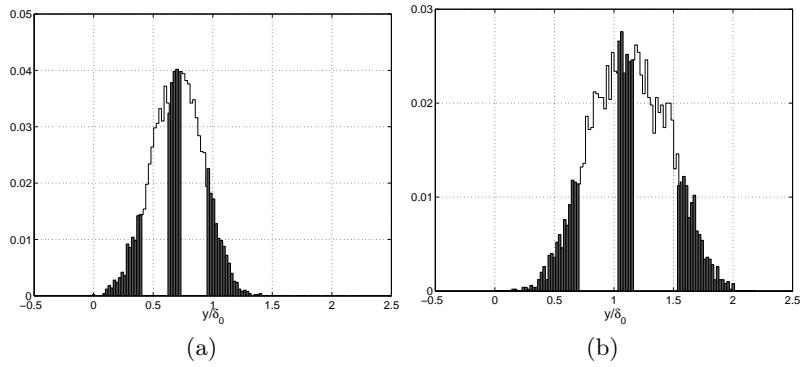


FIGURE 6. PDF of the instantaneous maximal elevation of the dividing stream line in the recirculating bubble, (a) $\theta = 8^\circ$, (b) $\theta = 9.5^\circ$

tion that mean total enthalpy was supposed to be constant and where pressure was set constant in one section and equal to the wall pressure.

The Probability Density Function of $y_{i,max}$ in the 8° and 9.5° cases are shown in figure 6. As suggested by the model, large amplitude movements were observed. We have selected three subsets of events:

- shallow bubbles: $y_{i,max}/\delta_0 < y_1$
- medium bubbles: $y_2 < y_{i,max}/\delta_0 < y_3$
- thick bubbles: $y_4 < y_{i,max}/\delta_0$.

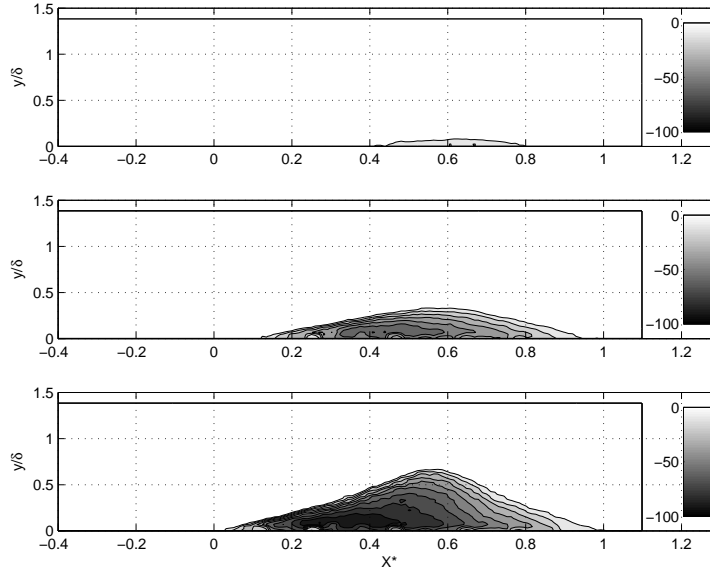


FIGURE 7. Conditional longitudinal velocity fields. Only negative velocities, ranging between 0 and -100ms^{-1} are shown; ($\theta = 8^\circ$).

The values y_i have been adjusted in such a way that each class represents about 10% of the data. The corresponding subsets are in grey tint on the histograms (see figure 6). As we used 5000 fields to select the realizations, this gives roughly to about 500 samples for each subset. The corresponding conditional mean longitudinal velocity fields are reported in figure 7 for the 8° case, and in figure 8 for the 9.5° case. To highlight the recirculating region, grey scale is limited to the null or negative velocities. This underlines the highly variable behavior of the bubble.

As expected, the bubble can be nearly suppressed (at least in the 8° case), but this is an unsteady state and therefore large injection of fluid, associated with large inflation of the bubble, can be observed with the same probability. Between these two extreme situations, the bubble experiences consecutive contractions and expansions. The very high intensity of the reverse flow should be noted for in the cases of the thick bubbles: up to -100ms^{-1} in the 8° case and up to -150ms^{-1} in the 9.5° case, twice as large as the corresponding mean reverse flow velocity in both cases.

3.1.4. Links with shock movements

For the same subsets of realizations, the conditionally averaged positions of the reflected shock have been estimated. We used the longitudinal evolution of the conditional normal velocity standard deviation ($\sqrt{v'^2}$) to localize the median position of the shock. This is an efficient quantity to visualize the shock position (see figure 5(b)). We used the same procedure as for rms wall pressure measurements (see Dupont *et al.* (2006)): the mean position of the reflected shock oscillations in the field are deduced from the longitudinal evolution of the transverse velocity fluctuations, applying a statistical scheme based on the presence of an unsteady shock. In this analysis, the median position of the reflected shock is associated with an extremum for the rms velocity.

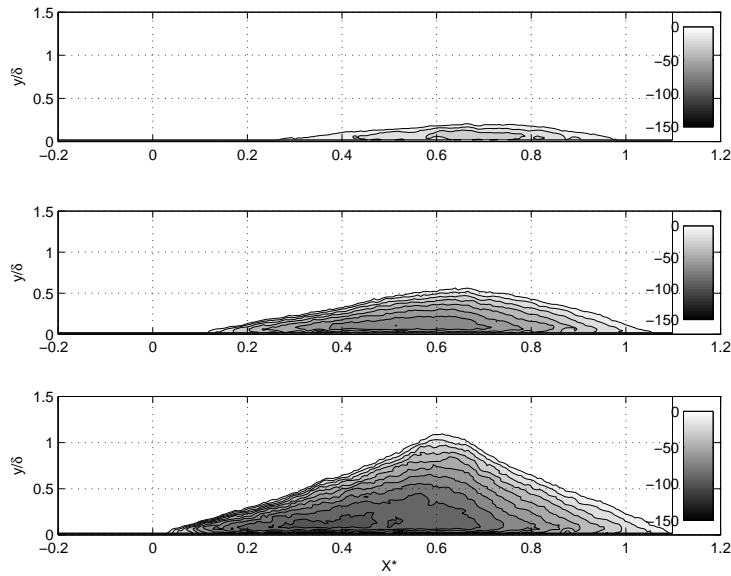
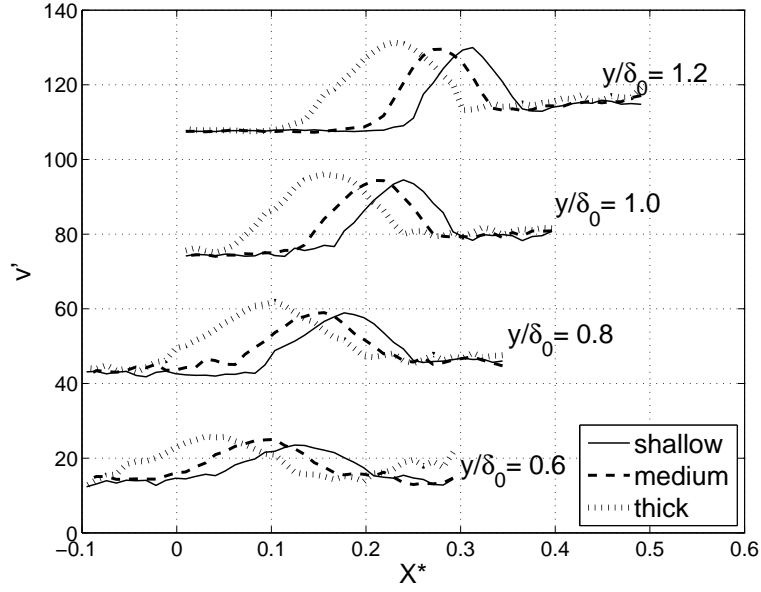
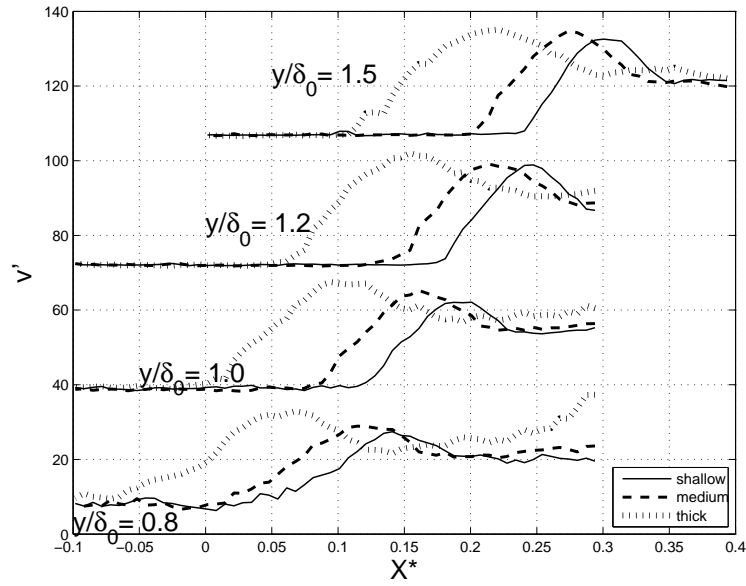


FIGURE 8. Conditional velocity fields Only negative velocities, ranging between 0 and -150ms^{-1} are shown; ($\theta = 9.5^\circ$).

Results for 4 vertical positions are reported in figure 9 for the 8° case and in figure 10 for the 9.5° case. Results confirmed the proposed scheme: the contractions of the bubble are related to downstream movements of the reflected shock whereas the dilatations are related to reverse flow of very high intensity and consequently to upstream movements of the reflected shock. The amplitude of the conditionally averaged positions of the reflected shock remain in the same proportion, if compared to L , in the 8° and 9.5° cases ($\simeq 0.1L$). Finally, an asymmetry in the shock motions can be remarked. The shock displacement downstream from its mean position remains limited during the bubble contraction. In contrast, during the large injection phase, the amplitude of the upstream shock motion is more than double. This is consistent with the proposed model: contractions of the bubble correspond to a progressive evolution related to the mass entrainment process, whereas the dilatations correspond to a mass flux of large intensity in the reverse direction (up to 20-25% of the external flow velocity). This behavior is very similar to results from a DNS of a Mach 2.9 compression ramp by Wu & Martin (2008), with shock motions correlated with low frequency bubble unsteadiness.

The characteristic frequency of these large motions of the shock and of the bubble were derived from hot wire and unsteady wall pressure measurements in Dupont *et al.* (2006). It was defined by the maximum of the pre-multiplied spectra $fE(f)$. It is clear that the aim of equation 2.5 is to give the main parametric dependence of the frequency f and cannot be expected to give its absolute value with high accuracy. Nevertheless, it has to be able to give the right order of magnitude for f . In our experiments, the different quantities are available and table 2 provides comparisons of the experimental results and the theoretical estimations.

Considering that several approximations have been made to derive the exact expression of the function $g(r, s)$ and that the height h is only used as a parameter to evaluate the initial mass inside the bubble, estimations of the bubble frequency f are of reasonable

FIGURE 9. Conditional rms vertical fluctuations ($\theta = 8^\circ$).FIGURE 10. Conditional rms vertical fluctuations ($\theta = 9.5^\circ$).

accuracy (+20% and +36% respectively for the 8° and 9.5° cases). Moreover, the decrease in the frequency with the shock intensity (-55% from the experiments) is well captured by the model (-50%). This confirms that the dramatic decrease in the Strouhal number S_L , with respect to the subsonic value (0.12), must be related to the large Mach dependence

θ	$L(mm)$	$h(mm)$	u_1	r	s	M_c	$\Phi(M_c)$	$g(r,s)10^{-2}$	$f(Hz)$	$f_{theo}(Hz)$
8.0°	46	5.5	505	-0.11	0.56	0.92	0.3	1.69	384	466
9.5°	71.5	10.2	490	-0.13	0.58	0.92	0.3	1.62	171	233

TABLE 2. Aerodynamic parameters of the separated bubble and Strouhal numbers of the shock motions from relation 2.5 and from experiments.

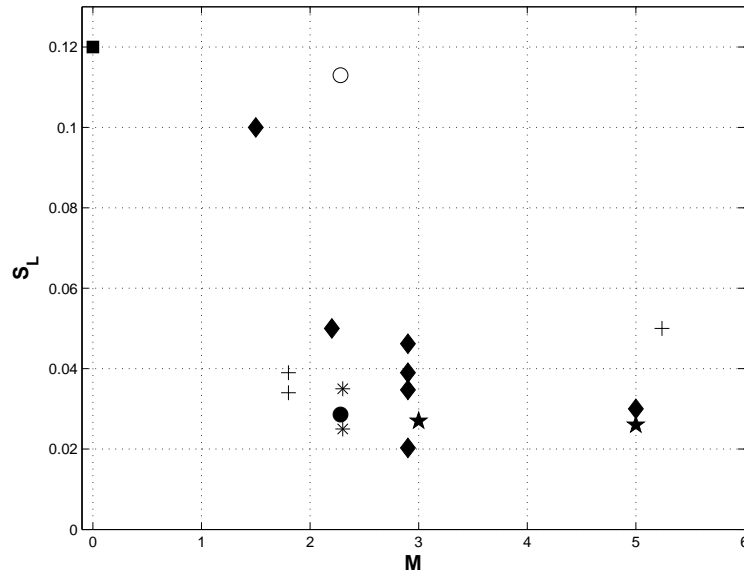


FIGURE 11. Dimensionless frequency (S_L) of the shock oscillation in various configurations; (■) subsonic separation from Kiya & Sasaki (1983), (◆) compression ramp cases, (*) IUSTI reflection cases, (+) overexpanded nozzle (Restricted Shock Separation), (★) blunt fin, (●) Touber & Sandham (2008), (○) estimated superstructures upstream influence for the 8° IUSTI case. Adapted from Dussauge *et al.* (2006)

of the mixing layer entrainment through the function $\Phi(M_c)$, and that the time scale of the bubble breathing can be described by the model (relation 2.5).

Nevertheless, we considered only one configuration (shock reflection) for one Mach number ($M=2.28$). It is necessary, in order to evaluate the generality of the model proposed here, to compare its previsions with several other experiments involving different geometries and/or Mach numbers, with computations and other possible models. These comparisons are presented in the next section.

3.2. Application of the model to several experiments of shock induced separation

Dussauge *et al.* (2006) proposed a compilation of the Strouhal number S_L for several separated flows data available in the literature for Mach numbers ranging from 0 to 5, for compression ramps and shock reflection flows. We have adapted this compilation in figure 11. Here, $S_L = fL/U_1$, where U_1 is the velocity behind the separation shock and L is the length of interaction. For compression ramp cases, L is taken as the distance between the mean position of the foot of the shock and the reattachment point. Typical values around 0.03 are obtained for interactions at Mach numbers larger than 2: about

References	M	Re_δ ($\times 10^4$)	L (mm)	s	M_c	$\Phi(M_c)$	$g(r, s)$	S_L	$\frac{S_L}{g(r, s)\Phi(M_c)}$
Kiya & Sasaki (1983)	0	/	200	1	0	1	0.02	0.12	5.96
Thomas <i>et al.</i> (1994)	1.5	18	30.3	0.85	0.49	0.63	0.019	0.1	8.29
Touber & Sandham (2008)	2.3	2.1	39	0.56	1	0.27	0.0132	0.0286	8.08
Wu & Martin (2008) (DNS) and Ringuette & Smits (2007) (expe.)	2.9	3.7	26.9	0.63	0.77	0.37	0.0177	0.036	5.47
Dolling & Brusniak (1989)	2.89	144	54	0.64	0.86	0.32	0.0113	0.025	6.85
Erengil & Dolling (1991 <i>b</i>)	5	87	28	0.49	0.91	0.298	0.0166	0.03	6.06

TABLE 3. Aerodynamic parameters and Strouhal number for various cases.

four times lower than the Strouhal number observed in subsonic flows. An intermediate value was observed for moderate Mach number cases. According to the relation 2.6, the characteristic flapping frequency of the mixing layer that develops downstream of the separated shock should be expressed by the classical Strouhal number $S_L = \frac{fL}{U_1}$ weighted by two functions: one that takes into account the density and reverse flow intensity effects ($g(r, s)$) and a second accounting for the effects of compressibility ($\Phi(M_c)$). Therefore, we estimated the quantity $S_L \times \{g(r, s)\Phi(M_c)\}^{-1}$ for the same flows. This quantity can also be considered as an estimation of the aspect ratio of the interaction L/h , see relation 2.6. As mentioned in part 2.2, the exact values of r and s are quite difficult to estimate. Therefore, in a similar way to our experimental results, u_1 and ρ_1 will be set to the velocity and density values downstream the separation shock outside the shear layer. The reverse flow intensity is rarely given in the literature, but, as shown in figure 3 this leads to limited correction. Therefore, when the reverse flow intensity is unknown, we set a value of $r = -0.1$ which seems reasonable for many separated flows. To estimate the density near the wall inside the interaction, an hypothesis of constant total temperature across the layer is made once again and we set aside the normal gradient of pressure across the layer. Even if this last hypothesis is not strictly verified for this non parallel flow, it cannot generate strong deviation from the real value. These approximations are believed adequate for testing the parametric dependences established in part 2.2. Table 3 shows the parameters and Strouhal number values used in available experimental or numerical works.

Apart from the experimental data, we have also plotted the values of the Strouhal number corresponding to the superstructures for IUSTI flow conditions (see figure 11). We considered eddies as detected in experiments by Ganapathisubramani *et al.* (2007*a*), with a typical length of $30\delta_0$, convected at a speed of $0.75U_e$. Only the value for a deflection of 8° has been considered: for $\theta = 9.5^\circ$, the Strouhal number is 0.17, much higher than for from all the other data and, for that reason, it has not been retained. Moreover, we have reassessed the Strouhal number found in the LES simulations of Touber & Sandham (2008) for $\theta = 8^\circ$, to use a normalization consistent with the definition in the present paper. The result agrees with the experimental value.

While there is still significant scatter, the experimental data from the subsonic case to the Mach 5 compression ramps in the range of a mean representative value of 6, $\pm 20\%$, except for the transonic case of Thomas *et al.* (1994), which is estimated around 8. The value corresponding to Touber & Sandham (2008) simulation is somewhat above the

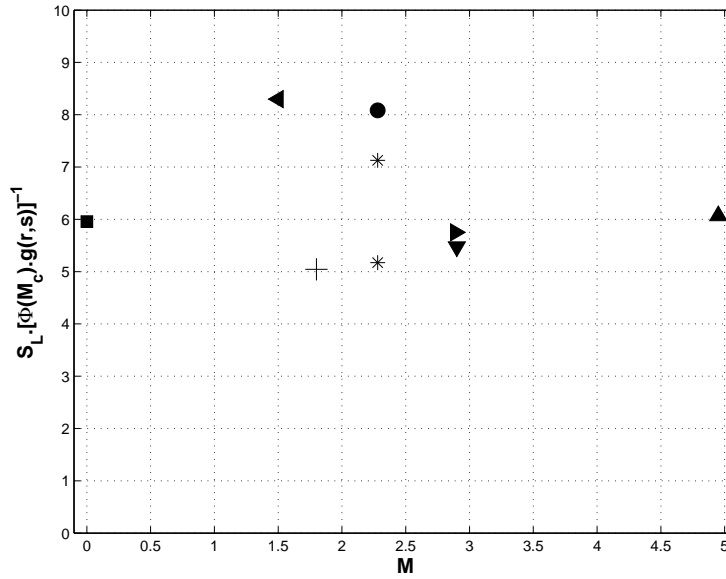


FIGURE 12. Dimensionless frequency of the shock oscillation normalized as suggested by relation 2.6: (■) subsonic separation from Kiya & Sasaki (1983), (*) IUSTI's reflection cases, (◄) Thomas *et al.* (1994), (►) Dolling & Brusniak (1989), (▲) Erenkil & Dolling (1991a), (▼) Wu & Martin (2008) (DNS) and Ringuette & Smits (2007) (expe), (●) Touber & Sandham (2008).

experimental value, because of discrepancies in the intensity of the computed reverse flow. As the original values of Strouhal numbers vary by a factor of 4 for these different cases, it is clear that the main effects due to the Mach number are conveniently described, as well as for the subsonic case ($S_L \simeq 0.12$) and for the higher Mach number cases ($2 < M < 5, S_L \simeq 0.03$).

4. Discussion and Conclusions

Low frequency unsteadiness in shock induced separation has been considered. A simple scheme based on the entrainment properties of the mixing layer which develops at the edge of the separation is proposed to explain their origin in the cases where the flow is reattaching downstream. The main parameters that influence the time scale are derived, and in particular, the dominant effect due to compressibility. This is related to large differences observed on low frequency flapping in subsonic and supersonic separated flows. The experimental results obtained in the IUSTI incident shock wave reflection are in very good agreement with the proposed model, while the action of the superstructures on the interaction does not give an appropriate value for the characteristic frequency in this experiment. Similarly, the low frequency shock unsteadiness observed in various shock induced separation, experimentally or from recent DNS and LES, are very well estimated from the model for a wide range of Mach numbers, independently of the particular geometry of the flow. The large decrease of the Strouhal number for upstream Mach number ranging from 0 to 2 and saturation with a value of about 0.03 is well predicted: these are associated with the dramatic reduction of the compressible spreading rate of the mixing layer in this range of Mach numbers. Therefore, the main source of low frequency unsteadiness in shock induced separated flows seems clearly to be the dynamics of the

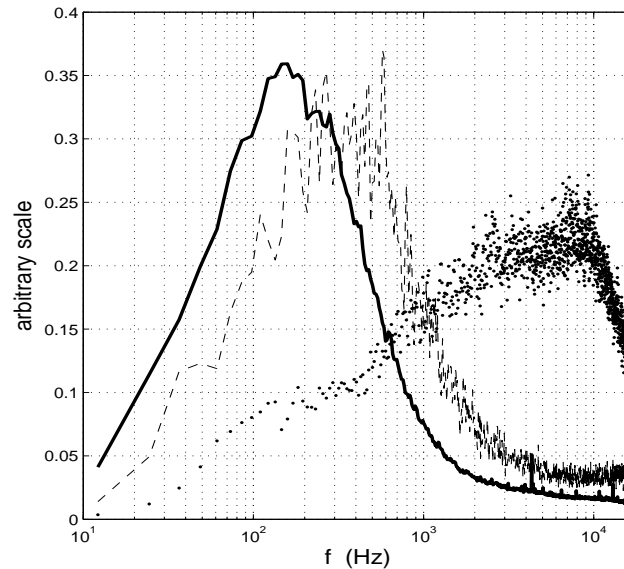


FIGURE 13. PSD of the unsteady reflected shock; (—) $\theta = 9.5^\circ$, (---) $\theta = 8^\circ$, (\cdots) $\theta = 5.5^\circ$.

separated bubble, at least in flows far enough from incipient separation, as in figure 1.

Another issue would be the generality of the present formulation. All the flows under consideration here refer to strong interactions where mean separation is occurring. Recently, Humble *et al.* (2007) and Souverein *et al.* (2008) have performed advanced PIV experiments in a shock reflection at Mach 1.7 and 2, with flow deviation of 6 and 10° . These experiments correspond to incipient cases: there is no mean separation. Nevertheless, instantaneous flow fields have highlighted an intermittent development of bubbles of separated flow. Humble *et al.* (2007) made tomographic PIV measurements and have suggested that shock motions are related to structures of the upstream boundary layer. An attempt to characterize the time scale of the shock motions has been derived from Dual PIV measurements, see Souverein *et al.* (2008). They used two consecutive velocity fields, separated by a tunable time delay varying from 5 to 2000 μs . For the reflected shock motions, they obtained significant autocorrelation values even for large delay times. Unfortunately, frequential analysis was not possible in their operating conditions. The IUSTI configuration was used to look for spectral information. The experiment was run at 5.5° flow deviation; this corresponds to incipient separation in our experimental conditions. The frequency of the shock motions has been determined from hot wire measurements. The pre-multiplied spectrum of the signal recorded in the vicinity of the mean position of the shock in the outer flow is reported in figure 13 together with the equivalent spectra obtained in the 8° and 9.5° cases. It is clear that the spectra are very different: in the separated cases, a low frequency band is clearly dominant, while for the incipient separation, the spectrum extends from low frequencies to the cut off of the signal conditioner, with no maximum at low frequency. This is compatible with results obtained by Souverein *et al.* (2008). Therefore, it seems that low frequency shock motions are closely related to the presence of a separated region downstream of the separation shock, at least for a shock reflection. Indeed, it seems likely that, if the vertical extent h of the bubble becomes smaller with respect to the initial boundary layer thickness, the dynamics of

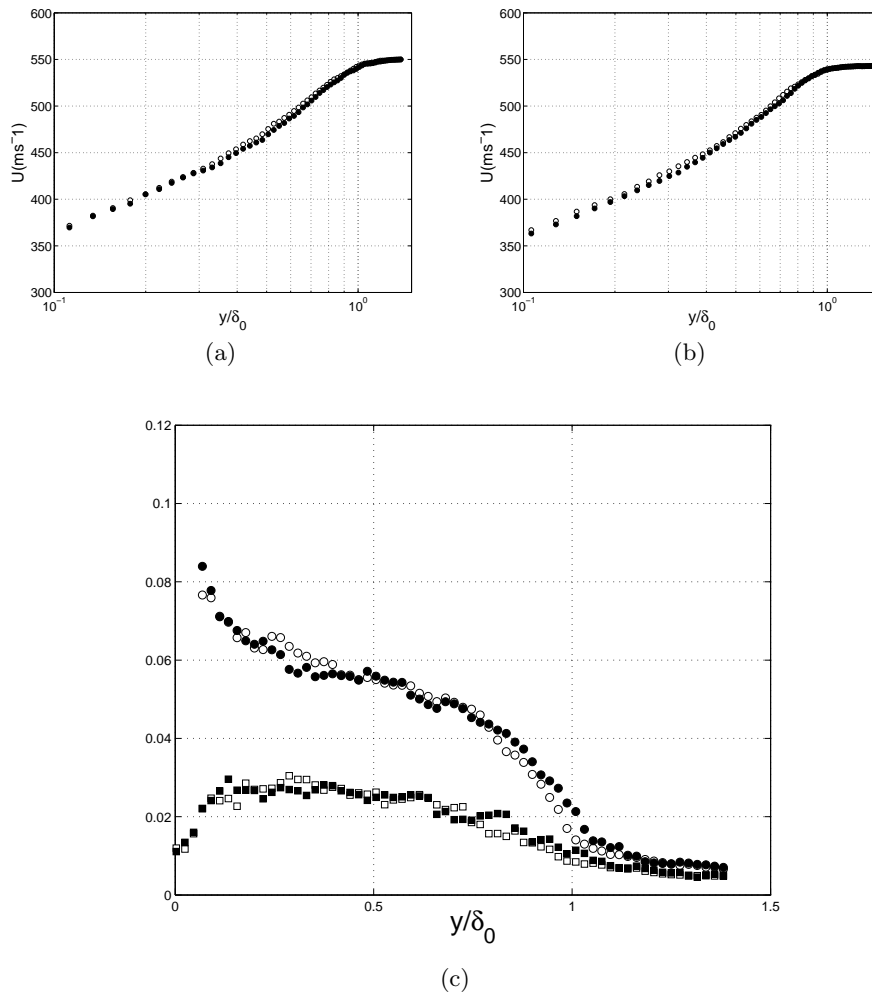


FIGURE 14. Conditional mean profiles in the upstream boundary layer in the section $X^* = -0.45$ (open symbols: shallow bubble; closed symbols: thick bubbles). (a) longitudinal velocity, $\theta = 8^\circ$ (b) longitudinal velocity, $\theta = 9.5^\circ$ (c) (○)longitudinal u'/U_∞ and (□) normal v'/U_∞ intensity of turbulence, $\theta = 8^\circ$

the separated bubble is significantly affected by the vicinity of the wall (see for example Simpson (1989)). Consequently, the case of unsteadiness in incipient separation has to be considered with some care.

Nevertheless, upstream influences cannot be completely ignored and must also be considered. Therefore, the same conditional analysis as in 3.1.3 has been made to check whether the breathing of the bubble and the reflected shock motion can be connected to events in the upstream boundary layer. The conditionally averaged velocity profiles were compared in a section upstream of zone where the shock oscillates, for the subsets of realizations defined in figure 6. The conditional mean longitudinal velocity in the section $X^* = -0.45$ is reported in figure 14(a) for the 8° deviation and 14(b) for the 9.5° case. Only a very small modification of the profiles has been observed for the extreme bubble states: the large amplitude motions of the bubble correspond to mean conditional longitudinal velocity profile with velocities slightly larger than the other events. This is very

similar to the proposal by Ganapathisubramani *et al.* (2007b) for a Mach 2 compression ramp. However, the maximum differences between velocity profiles are 1% for the 8° case and 2% for the 9.5°: this is of the order of measurement accuracy. From several experimental studies, the order of magnitude of velocity difference between the superstructures with the other structures should be to the order of $\pm 2u_\tau$ (Adrian *et al.* (2000); Ganapathisubramani *et al.* (2007a)). In our case, as $u_\tau \approx 25\text{ms}^{-1}$, we would expect conditional velocity variations of about 100ms^{-1} , or 20% of the external velocity: this is one order of magnitude larger than the observed variations.

We also checked the conditional analysis for higher order statistics, i.e. the Reynolds stresses. In figure 14(c) we present the conditional longitudinal intensity of turbulence profiles in the same section: again, no significant modification can be observed. Similar results were obtained in sections closer to the interaction, out of the domain of oscillations of the reflected shock. So small variations in the upstream conditions seem unlikely to be the main reason for the large amplitude motions of the separated bubble. This is consistent with the following observation. In our experiments, the characteristic frequency of shock motions and separated bubbles are affected by the shock intensity and are not related directly to any time scale of the upstream boundary layer. Nevertheless, this slight dependence, if any, could indicate that, if the characteristic time is imposed by the dynamics of the bubble itself as proposed here, upstream perturbations can perhaps interfere with the development of the extreme states of the bubble, when mass balance is sufficiently far from equilibrium. This could generate the very slight dependence observed in our results, despite the lack of evidence of any significant coherence at low frequencies between the upstream boundary layer and the shock motions, as found by Thomas *et al.* (1994), Debiève & Dupont (2007) and Wu & Martin (2008).

The success in collapsing the data set of flows with relation 2.6 for a wide range of Mach numbers (from 0 to 5) and a wide range of Reynolds numbers (Re_δ from 3.7×10^4 to 144×10^4) suggests that the geometry of flow configurations does not have much influence on the results. Moreover, the proposed scaling does not use directly upstream frequency scales, so the influence of the Reynolds number may appear only indirectly through the length scale h . This implies that, as supposed in the model, the initial development of the mixing layer defines the time constant of the bubble breathing and that the downstream history of the flow, in the vicinity of the reattachment line, is not a key factor for the unsteadiness of the interaction. A final result can be derived from the compilation reported in figure 12. As already mentioned, the quantity $S_L \times \{g(r, s)\Phi(M_c)\}^{-1}$ can be related to the aspect ratio of the interaction zone: L/h (see eq. 2.6). Therefore it seems that these different interactions have very similar aspect ratios, around 6. This result has been directly verified in our experiments where the quantity h has been derived from the PIV data (see table 2). The experimental values are respectively 8.4 and 7 for the 8° and 9.5°.

However, the present model, which explicitly takes in account compressibility effects inside the separated bubble, gives a consistent and efficient way to represent shock unsteadiness in two dimensional shock induced separation for a wide range of Mach numbers.

Acknowledgments

Part of this work was carried out with support from the Research Pole CNES/ONERA *Aérodynamique des Tuyères et Arrière-Corps* (ATAC) and a grant of the European STREP UFAST (contract n°AST4-CT-2005-012226). Their support is gratefully acknowledged.

REFERENCES

- ADRIAN, R. J., MEINHART, C. D.S. & TOMKINS, C. D. 2000 Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **422**, 1–53.
- BERESH, S.J., CLEMENS, N.T. & D.S.DOLLING 2002 Relationship between upstream turbulent boundary layer velocity fluctuations and separation shock unsteadiness. *AIAA Journal* **Vol. 40**, n°12, 2412–2422.
- BROWAND, F.K. & TROUTT, T.R. 1985 The turbulent mixing layer: geometry of large vortices. *J. Fluid Mech.* **Vol. 158**, 489–509.
- BROWN, G.L. & ROSHKO, A. 1974 On density effects and large structures in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.* **Vol. 64**, 775–781.
- CHERRY, N.J., HILLIER, R. & LATOUR, M.E.M. 1984 Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.* **Vol. 144**, 13–46.
- DANDOIS, J., GARNIER, E. & SAGAUT, P. 2007 Numerical simulation of active separation control by synthetic jet. *J. Fluid. Mech.* **574**, 25–58.
- DEBIÈVE, J.F. & DUPONT, P. 2007 Dependence between shock and separation bubble in a shock wave / boundary layer interaction. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated flows and their Control*. Corfu, Greece.
- DEBIÈVE, J.F. & LACHARME, J.P. 1985 A shock wave/free turbulence interaction. In *IUTAM Symposium on Turbulent Shear-Layer/Shock-Wave Interaction*, Palaiseau, France.
- DELERY, J. & MARVIN, J.G. 1986 Shock wave - boundary layer interactions. *Tech. Rep.*. NATO.
- DOLLING, D.S. 2001 Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: what next? *AIAA Journal* **Vol. 39**, n°8, 1517–1531.
- DOLLING, D.S. & BRUSNIAK, L. 1989 Separation shock motion in fin, cylinder, and compression ramp-induced turbulent interactions. *AIAA Journal* **Vol. 27**, N°6, 734–742.
- DUPONT, P., HADDAD, C., ARDISSONE, J.P. & DEBIÈVE, J.F. 2005 Space and time organisation of a shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Aerospace Science and Technology* **Vol. 9**, Issue 7, 561–572.
- DUPONT, P., HADDAD, C. & DEBIÈVE, J.F. 2006 Space and time organization in a shock induced boundary layer. *J. Fluid Mech.* **Vol. 559**, 255–277.
- DUPONT, P., PIPONNIAU, S., SIDORENKO, A. & DEBIÈVE, J.F. 2008 Investigation of an oblique shock reflection with separation by PIV measurements. *AIAA Journal* **Vol. 46** no. 6.
- DUSSAUGE, J.P., DUPONT, P. & DEBIÈVE, J.F. 2006 Unsteadiness in shock wave boundary layer interaction with separation. *Aerospace Science and Technology Journal* **10**, 85–91.
- ELENA, M., TEDESCHI, G. & GOUIN, H. 1999 Motion of tracer particles in supersonic flows. *Experiments in fluids* **26(4)**, 288–296.
- ERENGIL, M.E. & DOLLING, D.S. 1991a Correlation of separation shock motion with pressure fluctuations in the incoming boundary layer. *AIAA Journal* **Vol. 29**, N°11, 1868–1877.
- ERENGIL, M.E. & DOLLING, D.S. 1991b Unsteady wave structure near separation in a Mach 5 compression ramp interaction. *AIAA Journal* **Vol. 29**, N°5, 728–735.
- GANAPATHISUBRAMANI, B., CLEMENS, N.T. & DOLLING, D.S. 2006 Large-scale motions in a supersonic turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **556**, 271–282.
- GANAPATHISUBRAMANI, B., CLEMENS, N.T. & DOLLING, D.S. 2007a Effects of upstream boundary layer on the unsteadiness of shock-induced separation. *J. Fluid Mech.* **585**, 369–394.
- GANAPATHISUBRAMANI, B., CLEMENS, N.T. & DOLLING, D.S. 2007b Effects of upstream coherent structures on low-frequency motion of shock-induced turbulent separation. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 8-11 January*.
- GARNIER, E. & SAGAUT, P. 2002 Large eddy simulation of shock/ boundary layer interaction. *AIAA Journal* **Vol. 40**, n°10, 1935–1944.
- HUMBLE, R. A., ELSINGA, G. E., SCARANO, F. & VAN OUDHEUSDEN, B. W. 2007 Investigation of the instantaneous 3D flow organization of a shock-wave/turbulent boundary layer interaction using tomographic PIV. In *AIAA Paper 2007-4112*.
- KIM, K. C. & ADRIAN, R. J. 1999 Very large-scale motion in the outer layer. *Phys. Fluids* **11**, 417–422.
- KIYA, M. & SASAKI, K. 1983 Structure of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.* **Vol. 137**, 83–113.

- DE MARTEL, E., GARNIER, E. & SAGAUT, P. 2007 Large eddy simulation of impinging shock wave / turbulent boundary layer interaction at $M=2.3$. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*. Corfu, Greece.
- PAPAMOSCHOU, D. & ROSHKO, A. 1988 The compressible turbulent shear layer: an experimental study. *J. Fluid Mech.* **Vol. 197**, 453–477.
- PIROZZOLI, S. & GRASSO, F. 2006 Direct numerical simulation of impinging shock wave / turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$. *Physics of Fluids* **18**.
- RINGUETTE, M.J. & SMITS, A.J. 2007 Wall-pressure measurements in a Mach 3 shock-wave turbulent boundary layer interaction at a DNS-accessible Reynolds number. In *37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 25-28 June, Miami, FL*.
- RINGUETTE, M.J., WU, M. & MARTIN, M. P. 2008 Coherent structures in direct numerical simulation of turbulent boundary layers at Mach 3. *J. Fluid Mech.* **594**, 59–69.
- SAMIMY, M. & LELE, S. K. 1991 Motion of particles with inertia in a compressible free shear layer. *Phys. Fluids A* **3**, 1915–1923.
- SIMPSON, R. L. 1989 Turbulent boundary-layer separation. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **21**, 205–234.
- SMITS, A.J. & DUSSAUGE, J.P. 2006 *Turbulent shear layers in supersonic flow. Second Edition..* AIP Press.
- SOUVEREIN, L., VAN OUDHEUSDEN, B.W., SCARANO, F. & DUPONT, P. 2008 Unsteadiness characterisation in a shock wave turbulent boundary layer interaction through dual-PIV. In *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 23 - 26 June 2008, Seattle, Washington*.
- THOMAS, F.O., PUTMAN, C.M. & CHU, H.C. 1994 On the mechanism of unsteady shock oscillation in shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Experiments in Fluids* **Vol. 18**, 69–81.
- TOUBER, E. & SANDHAM, N.D. 2008 Oblique shock impinging on a turbulent boundary layer: low-frequency mechanisms. In *38th AIAA Fluid Dynamics Conference, 23-26 June, Seattle*.
- WU, M. & MARTIN, M. P. 2007 Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp. *AIAA Journal* **Vol. 45**, N°4, 879–889.
- WU, M. & MARTIN, M. P. 2008 Analysis of shock motion in shock wave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. *J. Fluid Mech.* **Vol. 594**, 71–83.
- WU, M. & MILES, R. B. 2001 Megahertz visualization of compression-corner shock structures. *AIAA Journal* **Vol. 39**, No. 8, 1542–1546.

B. ARTICLES PUBLIÉS OU SOUMIS

Instationnarités dans les décollements compressibles : cas des couches limites soumises à ondes de choc

Une interaction entre une onde de choc oblique et une couche limite turbulente sur plaque plane, à un nombre de Mach de 2.3 a été étudiée expérimentalement.

Ces interactions, pour des ondes de choc assez fortes, engendrent le décollement et le recollement de la couche limite, et sont le siège d'instationnarités basses fréquences dont les origines sont mal connues. Ces instationnarités ont été caractérisées expérimentalement en partie dans des travaux précédents, et des similarités entre l'interaction étudiée ici et d'autres configurations d'interactions ainsi qu'avec les décollements de couche limite subsonique ont été mis en évidence, suggérant que les mécanismes responsables des instationnarités sont de même nature.

Pour ces travaux, la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) a été utilisée afin de décrire spatialement l'organisation longitudinale et transversale de cette interaction. L'exploitation des mesures a mis en évidence un lien statistique fort entre les mouvements basses fréquences du choc réfléchi et les contractions/dilatations successives du bulbe décollé. L'interprétation proposée est que les grands mouvements du choc sont liés aux pulsations basses fréquences du décollement, associées à sa réalimentation intermittente en air frais.

Un modèle aérodynamique en a été déduit et permet de préciser les principaux paramètres contrôlant l'échelle de temps du phénomène. En particulier, il permet de déterminer la fréquence des battements du choc. Ce modèle a été appliqué aux interactions sur plaques planes ainsi que pour d'autres configurations expérimentales, pour un éventail de nombres de Mach allant de $M=0$ à 5, et montre un bon accord avec les mesures.

Mots-clés : interaction onde de choc / couche limite – supersonique – couche de mélange – décollement – PIV – entraînement de masse – battements de choc – Instationnarités

Unsteadiness in compressible separated flows : case of impinging shock wave boundary layer interactions

An interaction between an oblique shock wave and a fully developed turbulent boundary layer on a flat plate, at Mach number 2.3, has been studied experimentally.

This kind of interaction, for strong enough shock waves, induces separation and reattachment of the boundary layer, and is characterized by a strong unsteadiness at low frequencies. The origin of this low frequency motions is not well known. It has been partly characterized experimentally in previous studies, and common features have been observed between the present interaction, others configurations (compression ramps, blunt fins, etc...) and subsonic separation, suggesting that the governing mechanisms of the unsteadiness are of same nature.

In this work, Particle Image Velocimetry (PIV) has been used in order to describe the spatial organization of this interaction. A strong statistical link has been shown between the low frequency unsteadiness of the separation shock and the successive contractions/dilatations of the detached bubble. The proposed interpretation is that the large scale movements of the separation shock is linked to the low frequency pulsations of the recirculating bubble, associated with an intermittent fluid realimentation.

An aerodynamic model is proposed and determines the main parameters which influence the time scale of the phenomenon. In particular, this model gives the typical frequency for the unsteady reflected shock. This model has been applied for several experimental configurations, for Mach numbers from 0 to 5, and shows a good agreement with measurements.

Keywords : Shock Wave / Boundary Layer Interactions – Supersonic – Mixing layer – Separated flow – PIV – Mass entrainment – shock movements – Unsteadiness